ORSAY
n° d'ordre : 3100

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

T H E S E

présentée

pour obtenir

le TITRE de DOCTEUR 3e CYCLE
SPECIALITE : ELECTRONIQUE Option Traitement de l'Information

par

CERVONI Christian

IDENTIFICATION DE PARAMETRES PHYSIQUES DU COEUR D'UN REACTEUR NUCLEAIRE PAR METHODE DYNAMIQUE

Soutenue le 16 octobre 1981 devant la Commission d'Examen

MM.	DONADIEU	Président
	DEBRAINE	
	BONNEMAY	
	BERNARD	
	CHABRILLAC	

ORSAY
n° d'ordre : 3100

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

T H E S E

présentée

pour obtenir

le TITRE de DOCTEUR 3e CYCLE
SPECIALITE : ELECTRONIQUE Option Traitement de l'Information

par

CERVONI Christian

IDENTIFICATION DE PARAMETRES PHYSIQUES DU COEUR D'UN REACTEUR NUCLEAIRE PAR METHODE DYNAMIQUE

Soutenue le 16 octobre 1981 devant la Commission d'Examen

MM.	DONADIEU	Président
	DEBRAINE	
	BONNEMAY	
	BERNARD	
	CHABRILLAC	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au laboratoire de physique des réacteurs à eau du Service d'Etudes Nucléaires de Cadarache.

Je prie Monsieur DONADIEU, Directeur de l'I.U.T. D'ORSAY, de bien vouloir accepter mes remerciements pour l'honneur qu'il m'a fait de présider le jury de cette thèse.

J'adresse mes remerciements à Monsieur DEBRAINE pour avoir bien voulu assurer la direction de cette thèse, ainsi qu'à Messieurs BONNEMAY et ROSHD qui ont accepté de faire partie du Jury.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur BOUCHARD, Chef du service d'Etudes Nucléaires pour avoir accepté de m'accueillir dans son service.

Je remercie tout particulièrement Monsieur DARROUZET, Chef du laboratoire de physique des réacteurs, pour son accueil au sein de son laboratoire.

Que Monsieur P. BERNARD, Ingénieur CEA au Service d'Etudes Nucléaires de Cadarache, veuille bien trouver ici l'expression de toute ma gratitude pour les fructueuses discussions que nous avons eu ensemble.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements aux Ingénieurs et Techniciens qui ont participé à cette étude, en particulier à Messieurs CLOUE, LAGARDE et FACHERIS qui m'ont apporté leur précieuse collaboration dans la partie expérimentale de ce travail, ainsi qu'à Messieurs B. PAPIN et J. CRAY.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547321_0025

INTRODUCTION

CHAPITRE I : ELEMENTS DE PHYSIQUE DES REACTEURS.

I.1. - Notion de neutronique d'un réacteur

I.1.1. - Notion de réactivité
I.1.2. - Contrôle de la réactivité

I.2. - Equation du transport

I.2.1. - Définitions et notations

I.3. - Propriétés générales de l'équation du Transport dépendant du temps

I.3.1. - Analyse de la condition de criticité.
I.3.2. - Facteur de multiplication effectif : Valeur propre.

I.4. - Dynamique des réacteurs

I.4.1. - Généralités sur les problèmes dépendant du temps.
I.4.2. - Equation du transport avec neutrons retardés.
I.4.3. - Facteur d'amplitude-Facteur de forme.
I.4.5. - Les équations de la cinétique.
I.4.6. - Les effets de contre-réaction.
1.4.7. - Fonctionnement d'un réacteur en puissance ; modèle mathématique.

CHAPITRE II : IDENTIFICATION DE L'ANTIREACTIVITE DES BARRES DE COMMANDE D'UN REACTEUR.

II.1. - Description des différentes techniques de mesure.

II.1.1. - Méthodes statiques.
II.1.2 - Méthodes cinétiques

II.2. - Présentation de la méthode du relevé de trace de puissance dans le cas de chute rapide.

II.2.1. - Principe de la méthode.
II.2.2. - Problème des effets d'espace.
II.2.3. - Estimation de la précision de la mesure.
II.2.4. - Traitement des informations.
II.2.5. - Conclusion.

II.3. - Application de la méthode du relevé de trace de puissance dans le cas de chute rapide pour la mesure de l'anti-réactivité des (N-1) grappes sur un réacteur PWR.

II.3.1. - Description d'un réacteur PWR.
II.3.2. - Description de l'instrumentation.
II.3.3. - Intérêt de la mesure de l'anti-réactivité. des (N-1) grappes.
II.3.4. - Résultats expérimentaux.
II.3.5. - Précision de la mesure.
II.3.6. - Conclusion.

II.4. - Application de la méthode du relevé de trace de puissance dans le cas de chute rapide à la mesure de l'anti-réactivité des barres de commande sur un réacteur expérimental "ORPHEE".

II.4.1. - Description du réacteur "ORPHEE".
II.4.2. - Description de l'instrumentation.
II.4.3. - Résultats expérimentaux.
II.4.4. - Précision de la mesure.
II.4.5. - Conclusion.

CHAPITRE III : APPLICATION DE LA METHODE DU RELEVE DE TRACE DE PUISSANCE DANS LE CAS DE CHUTE RAPIDE POUR L'IDENTIFICATION DES COEFFICIENTS DE CONTRE-REACTIONS THERMIQUES.

III.1. - Identification de paramètres et optimisation.

III.1.1. - Définition du problème.
III.1.2. - Formulation du problème d'optimisation.
III.1.3. - Problèmes liés à l'ajustement des paramètres par des méthodes d'identification hors ligne.

III.2 - Identification de paramètres dans le cas d'un réacteur PWR.

III.2.1. - Analyse de la méthode d'excitation par de petits mouvements de grappes d'un groupe.
III.2.2. - Analyse de l'évolution de la réactivité après une chute de barres par la technique du relevé de trace de puissance.

CONCLUSION

REFERENCES

ANNEXE A : Etablissement de l'équation du transport.

ANNEXE B : Théorie des perturbations.
Etablissement du modèle "Réacteur-point".

ANNEXE C : Approche sous-critique.

ANNEXE D : Détermination des coefficients α sur un réacteur PWR, à partir des cartes de distribution de puissance.

ANNEXE E : Représentativité de deux détecteurs placés en haut et en bas de la partie combustible du coeur d'un réacteur.

ANNEXE F : Ajustement de la tension résiduelle d'un signal représentatif du flux neutronique après une chute de barres.

ANNEXE G : Calcul de la position des barres.

ANNEXE H : Estimation du terme source photoneutrons en fonction du niveau de puissance.

ANNEXE I : Influence du bruit sur l'ajustement.

ANNEXE J : Calcul de γ_R : paramètre représentant l'effet modérateur plus l'effet de redistribution de puissance.

ANNEXE K : Détermination d'une fonction représentative de la puissance résiduelle.

INTRODUCTION

Les études qui ont fait l'objet de cette thèse, ont porté sur la qualification d'une méthode d'identification de différents paramètres physiques du coeur d'un réacteur nucléaire.

La notion d'identification est employée ici au sens de la mesure ou de l'estimation des valeurs numériques des paramètres concernés. En fait cette étude représente la deuxième étape d'une identification. Effectivement, la pratique de l'identification se définit souvent dans la littérature de la manière suivante :

- Une première étape consiste à fixer la forme des équations, c'est l'étape qualitative ou caractérisation. Dans le cadre de ce travail, les équations mathématiques sont déduites de principes physiques de bases, nous obtenons donc ce que l'on appelle un modèle de connaissance.

- La deuxième étape consiste à trouver les valeurs numériques des coefficients qui interviennent dans ces équations, c'est l'étape quantitative ou estimation des paramètres. Les valeurs numériques sont déterminées pour que le comportement du modèle soit le plus proche de celui du système ; cette proximité se mesure à l'aide d'un critère.

Cette méthode se différencie des autres méthodes classiques d'identification par les caractéristiques de l'entrée qui va induire la perturbation dans le système. D'une manière générale l'entrée appliquée ne doit pas perturber fortement le système ; quand il s'agit d'identifier une unité industrielle sans interrompre son fonctionnement normal, il ne faudra pas trop éloigner la sortie du point de fonctionnement choisi, c'est-à-dire que l'entrée doit être autant que possible à valeur moyenne nulle, d'autre part si on veut tirer le plus d'informations possibles, il faut exciter le système sur une grande bande de fréquence ; sur le plan fréquentiel, le signal d'entrée idéal sera donc un bruit blanc.

Dans le cadre de ce travail, l'entrée perturbatrice sera imposée par la nature des paramètres à étudier. Nous reviendrons par la suite sur les différents intérêts de cette méthode mais nous pouvons déjà dire que celle-ci permettra de mesurer des grandeurs qui ne sont pas séparables entre-elles par méthode statique.

Dans l'état actuel des connaissances, la mesure des différents paramètres se fait au cours des essais de démarrage du réacteur. Or, au cours de son fonctionnement, l'état physique du réacteur évolue et seuls des calculs prévisionnels donnent les valeurs de ces différents paramètres, d'où l'intérêt d'utiliser une méthode de mesure pour la détermination de ces différentes grandeurs au cours du cycle de fonctionnement du réacteur. Cela permettra, d'autre part, de vérifier la conformité de ces mesures avec les règles de sécurité et les critères de conception.

Ma contribution personnelle à ces études aura été de :

- Définir les domaines de validité physique du modèle mathématique choisi.

- D'analyser les phénomènes physiques et de déterminer une procédure expérimentale optimale.

Afin de donner une vue d'ensemble des travaux concernant la qualification de cette méthode de mesure, nous présentons :

- Un premier chapitre qui rappelle quelques éléments de physique des réacteurs.

- Le deuxième chapitre présente la mesure de l'antiréactivité* des barres de commande d'un réacteur avec une description de la méthode utilisée, ainsi qu'une présentation des résultats expérimentaux obtenus à partir de deux campagnes de mesures réalisées, l'une sur un réacteur de puissance de type PWR et l'autre sur un réacteur expérimental de petites dimensions.

- Le troisième chapitre présente l'identification des coèfficients de température* et du coefficient d'échange thermique*.

* Ces différents paramètres seront définis dans le chapitre I.

CHAPITRE I

ELEMENTS DE PHYSIQUE DES REACTEURS /1/

I.1. - Notion de neutronique d'un Réacteur

I.1.1. - Notion de réactivité

La production d'énergie dans un réacteur nucléaire est basée sur le phénomène de la fission d'un atome fissile sous l'action d'un neutron. Cela se traduit par une libération d'énergie très importante, l'expulsion d'un certain nombre de neutrons "neutrons prompts" et la formation de fragments nucléaires instables qui évoluent vers un état stable en se désintégrant ; une fraction de ces derniers émet des neutrons au bout d'un certain temps, plus ou moins grand : ce sont les neutrons retardés. Les neutrons créés peuvent provoquer la fission d'autres atomes fissiles (capture utile), être capturés sans produire de fission (absorption) ou encore sortir du milieu considéré (fuite). C'est le bilan des créations et des pertes qui fixe les possibilités d'auto-entretien de la réaction en chaîne. Aussi introduit-on un paramètre important qui représente le nombre de neutrons utiles (dont la disparition provoque une fission) et produits en moyenne par fission.

Ce paramètre désigné par k est appelé facteur de multiplication. (Nous reviendrons par la suite sur la nature mathématique de ce paramètre). Ainsi, pour n neutrons utile à un instant donné, il y aura k.n neutrons utiles à la deuxième génération.

- Si $k > 1$ le nombre de neutrons augmente, le système est dit SUR-CRITIQUE.
- Si $k = 1$ le nombre de neutrons reste constant, le système est dit CRITIQUE.
- Si $k < 1$ le nombre de neutrons diminue, le système est dit SOUS-CRITIQUE.

On définit la réactivité comme étant le terme :

$$\rho = \frac{k-1}{k}$$

L'état du réacteur peut être défini à partir de ce paramètre à savoir :

- Si $\rho > 0$ le réacteur est SUR-CRITIQUE
- Si $\rho = 0$ le réacteur est CRITIQUE
- Si $\rho < 0$ le réacteur est SOUS-CRITIQUE

L'unité de réactivité utilisée vu l'ordre de grandeur de la réactivité est le pcm (pour cent mille) qui est égale à 10^{-5}.

I.1.2. - Contrôle de la réactivité

Le contrôle de la réactivité dans le coeur, c'est-à-dire le contrôle de la réaction en chaîne (ou de la production de neutrons), s'effectue au moyen de matériaux absorbants. Selon les types de réacteurs, ces matériaux absorbants peuvent prendre différentes formes. Un moyen de contrôle commun à tous les types de réacteurs est l'utilisation de barres absorbantes que l'on enfonce plus ou moins dans le coeur.

Pour un réacteur de type PWR, il existe également un autre moyen de contrôle, par dilution de bore dans le modérateur. Le bore étant un matériau absorbant, plus la concentration en bore est élevée, plus le nombre de neutrons absorbé est grand.

Nous définissons donc un paramètre qui est l'antiréactivité des matériaux absorbants. Ce paramètre caractérise le pouvoir absorbant du matériau considéré, il s'exprime en pcm.

I.2. - Equation du transport

Le comportement d'un réacteur nucléaire dépend de la distribution en espace, énergie et temps du flux neutronique, un des principaux problèmes de la théorie des réacteurs est de prédire cette distribution.

En principe ceci peut-être fait par résolution de l'équation de transport. La forme la plus complète de l'équation de transport fait intervenir un ensemble de paramètres neutroniques qui représentent les probabilités d'absorption, de capture et de transfert d'énergie d'un neutron, ainsi que la probabilité de fission d'un atome. La résolution de l'équation de transport dans sa forme la plus complète est quasiment impossible aussi nous utiliserons en pratique des formes approximatives. L'établissement de l'équation de transport se trouve en annexe, auparavant nous devons définir un certain nombre de grandeurs.

I.2.1. - Définitions et notations

Un neutron est une particule élémentaire, qui sera caractérisé par sa position dans l'espace, décrit par un vecteur R et par sa vitesse v, le vecteur vitesse étant représenté par $V = v.\Omega$, Ω étant un vecteur unité qui représente la direction dans laquelle se dirige le neutron.

La population neutronique est représentée par une quantité appelée densité neutronique angulaire et notée : $N(r, \Omega, E, t)$. Le produit de v par la densité neutronique angulaire est appelé flux angulaire et noté : $\phi (r, \Omega, E, t) = v.N (r, \Omega, E, t)$.

Il nous faut maintenant définir les paramètres qui vont décrire l'histoire d'un neutron immédiatement après son émission. En effet celui ci peut provoquer une fission, être capturé sans provoquer une fission, être diffusé. Nous allons donc introduire une quantité appelée section efficace macroscopique, notée $\Sigma x\ (r,E)$ qui représente la probabilité pour qu'un neutron de position (r) et d'énergie E, ait une réaction de type x, d'autre part pour caractériser la possibilité de transfert d'énergie et de direction, nous définission une section efficace différentielle :

$$\Sigma x\ (r.E)\ f_x\ (r\ ;\ E, \Omega \rightarrow E', \Omega')$$

qui représente la probabilité pour qu'un neutron se trouvant à la position r et à l'énergie E ait une réaction de type x et donne naissance à un neutron d'énergie E' et de direction Ω'.

On définit également la section efficace totale $\Sigma(r,E)$ qui définit la probabilité d'absorption d'un neutron de position r et d'énergie E, ainsi que la section efficace différentielle totale :

$$\Sigma\,(r,E)\; f(r\;;\; E,\; \Omega \rightarrow E',\; \Omega')$$

La forme de l'équation de transport qui sera utilisé la plus fréquemment est :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Omega.\nabla\Phi + \Sigma.\Phi = \iint \Sigma.f.\Phi'\; d\Omega' dE' + Q \quad (I.1)$$

Celle-ci peut s'écrire en fonction de la densité neutronique :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + v.\Omega.\nabla N + v.\Sigma.N = v \iint \Sigma'.f.N' d\Omega' dE' + Q$$

où les différents termes représentant:

$\frac{\partial N}{\partial t}$: Variation de la densité neutronique au cours du temps.

$v.\Omega.\nabla N$: Terme de fuite.

$v.\Sigma.N$: Ensemble des neutrons absorbés.

$v \iint \Sigma' f N' d\Omega' dE'$: La production de neutrons, ainsi que les transferts entre groupes d'énergie.

Q : Terme de source.

Les sections efficaces macroscopiques $\Sigma x\,(r,E)$ s'écrivent :

$$\Sigma x\,(r,E) = \sum_i ni\,(r).\,\sigma x_i\,(E)$$

i étant les composants du coeur, ni (r) le nombre de noyaux par cm^3 pour chaque composant. Les quantités $\sigma xi\,(E)$ étant les données de physiques nucléaires.

I.3. - Propriétés générales de l'équation du transport dépendant du temps

I.3.1. - Analyse de la condition de criticité

Le comportement d'un réacteur nucléaire est lié à la distribution en espace, énergie et temps du flux neutronique. Nous dirons qu'un réacteur est dans un état critique, lorsque le flux neutronique est indépendant du temps. A partir de cette notion ont été définies les notions de criticité et de sous-criticité ; lorsque l'évolution assymptotique du flux neutronique tend vers l'infini, nous dirons qu'un réacteur est dans un état sur-critique, par contre lorsque l'évolution du flux neutronique tend vers zéro, nous dirons que le réacteur est dans un état sous-critique.

Le problème principal en théorie des réacteurs est de pouvoir prédire l'évolution temporelle du flux neutronique, nous disposons pour cela d'un outil mathématique qui est l'équation du transport.

Cette équation peut s'écrire sous une forme plus condensée :

$$H.\Phi = \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (I.2)$$

H est un opérateur mathématique qui tient compte des productions et des pertes de neutrons, ainsi que des possibilités de transfert d'énergie. Cet opérateur est directement lié à l'état physique du réacteur par l'intermédiaire des différents paramètres de physique nucléaire intervenant dans l'équation de transport.

Nous pouvons caractériser les problèmes de criticité en considérant les solutions de l'équation (I.2) de la forme :

$$\Phi = \Phi\,(r,\Omega,E)\; e^{\alpha.v.t}$$

Nous avons donc : $H.\Phi = \alpha.\Phi$

Ceci revient donc à effectuer un calcul de fonctions et valeurs propres de l'opérateur H.

On suppose qu'il existe plusieurs valeurs propres α_j avec les fonctions propres correspondantes ϕ_j solutions de l'équation (I.2.). α_o étant la valeur de tous les α_j ayant la partie réelle la plus grande, assymptotiquement la solution sera proportionnelle à $\phi_o\ e^{\alpha o.v.t.}$; nous voyons que la détermination de l'état, sur-critique ou sous-critique, revient à déterminer le signe de la valeur propre α_o.

Si il existe une solution ϕ_j telle que α_j soit nulle, ϕ_j représentera l'état critique du réacteur.

D'autre part, un certain nombre de quantités interviennent dans l'opérateur H, ces quantités sont liées à l'état physique du réacteur. Nous pouvons déterminer un paramètre critique de la façon suivante :

Soit $H(\lambda)$ une famille d'opérateur dépendant du paramètre λ, la valeur critique de ce paramètre est le nombre λo tel que $H(\lambda o)$ ait une valeur propre nulle, l'opérateur $H(\lambda o)$ définit l'état critique du réacteur.

Le paramètre λ peut représenter par exemple la masse du combustible ; lorsque l'on charge un réacteur ou surveille progressivement la réaction en chaîne jusqu'à ce que l'on arrive à une masse critique qui rendra le réacteur juste critique. De même lorsque l'on effectue sur un réacteur PWR une approche sous-critique par dilution de bore, on obtient l'état critique du réacteur pour une concentration en bore critique (Annexe C).

La notion de criticité est liée à l'évolution temporelle du flux neutronique, mais mathématiquement cela revient à un calcul de valeur propre d'un opérateur dépendant d'un paramètre physique qui intervient dans la recherche expérimentale de l'état critique.

I.3.2. - Facteur de multiplication effectif : Valeur propre

Nous avons vu que l'état critique d'un réacteur pouvait être déterminé par un calcul des valeurs propres α de l'opérateur H représentant l'opérateur du transport.

Nous pouvons également approcher ce problème en introduisant une valeur propre auxilliaire. On considère dans l'équation du transport le terme, $\nu . \Sigma_f$ qui représente la production de neutrons par fission, Σ_f étant la section efficace macroscopique de fission qui représente la probabilité pour qu'un neutron de position r et d'énergie E produise une fission et ν étant le nombre moyen de neutrons réémis par fission dans l'énergie E'.

Nous allons remplacer dans l'équation du transport le terme $\nu(r ; E \to E')$ par $\frac{\nu(r ; E \to E')}{k}$, on fait varier k jusqu'à ce que l'on obtienne la condition de criticité, nous définissons ainsi une famille d'opérateur H(k), la valeur critique de ce paramètre sera telle que $H(k).\phi = 0$.

Cette manière d'approcher la criticité, revient physiquement à faire varier le nombre moyen de neutrons produits par fission.

Par définition k est donc valeur propre de l'équation :

$$v.\Omega.\nabla N_k + \Sigma.v.N_R = \iint \sum_{x \neq f} \Sigma' s.fx.v'.N'_k.d\Omega'.dE'$$

$$+ \frac{1}{k} \iint \frac{1}{4\pi}.\nu(r ; E' \to E).\Sigma'_f.v'.N'_k.d\Omega' dE'$$

$$N_k \equiv N_R(r,\Omega,E)$$

$$N'_k \equiv N_R(r,\Omega',E')$$

En théorie à un groupe d'énergie, il a été prouvé qu'il existe une infinité de valeurs propres, seule la plus grande ayant un sens physique en tant que facteur de multiplication effectif.

En théorie élémentaire, k étant défini comme le rapport du nombre de neutrons des générations successives, nous pouvons démontrer que cette définition est compatible avec le k valeur propre de l'équation de transport.

Supposons une source de neutrons Q1 (r, E, Ω, t) introduit dans le système à l'instant t = 0. Q1 représente la source de la première génération de neutrons. La densité neutronique angulaire N1 est calculée en résolvant l'équation de transport avec source.

$$\frac{\partial N1}{\partial t} + v.\Omega.\nabla N_1 + \Sigma.v.N_1 = \iint_{x \neq f} \Sigma' xfx.v'.N'_1 \, d\Omega' dE' + Q_1$$

On intègre cette équation en fonction du temps de 0 à ∞.

$$\int_0^\infty \frac{\partial N1}{\partial t} \, dt = N_1 (r, \Omega, E, \infty) - N_1 (r, \Omega, E, 0)$$

N1 (r, Ω, E, ∞) = 0 car le système tel qu'il est décrit, sans fission est sous-critique donc la densité neutronique angulaire doit tendre vers zéro.

N1 (r, Ω, E, o) = 0 par définition, car la première génération de neutrons est produite par la source Q1.

Nous notons :

$$\int_0^\infty N_1 (r, \Omega, E, t) = \tilde{N}_1 (r, E, \Omega)$$

$$\int_0^\infty Q_1 (r, \Omega, E, t) = \tilde{Q}_1 (r, E, \Omega)$$

Nous avons donc l'équation suivante :

$$v.\Omega.\nabla\hat{N}_1 + \Sigma.v.\hat{N}_1 = \iint_{x\neq f} \Sigma' x \; fx \; v' \; \hat{N}_1 \; dE' \; d\Omega' + \hat{Q}_1$$

Nous pouvons calculer la source $\hat{Q}_2$ de la seconde génération en considérant les neutrons issus de fission produit par $\hat{N}_1$.

$$\hat{Q}_2 (r, \Omega, E) = \iint \frac{1}{4\pi} \chi (r ; E' \to E) \; \Sigma_f (r, E') \; v'. \; \hat{N}'_1 \; d\Omega' dE'$$

Cette source peut maintenant être utilisée pour déterminer $\hat{N}_2$, de cette manière nous pouvons définir la procédure itérative suivante :

$$v.\Omega\nabla\hat{N}i + \Sigma.v.N_i = \iint_{x\neq f} \Sigma' x \; fx.v'.\hat{N}'_i \; d\Omega' dE' + \iint \frac{1}{4\pi} v' \; \Sigma f.v'. \; \hat{N}'_{i-1} \; d\Omega' dE' \qquad (I.4)$$

Si on compare les équations (I.3) et (I.4) nous voyons que :

$$\lim_{i \to +\infty} \frac{\hat{N}i}{\hat{N}i - 1} = k$$

Le coefficient de multiplication effectif d'un réacteur peut donc être défini par le rapport suivant :

$$k = \frac{\text{Nombre de neutrons d'une génération}}{\text{Nombre de neutrons de la génération suivante}}$$

Le facteur k tient ainsi compte de tous les évènements pouvant survenir dans un réacteur, en particulier des fuites ; dans un réacteur de dimensions infinies les fuites seront nulles. On peut donc définir le coefficient de multiplication infini sans fuite k_∞, ceci par opposition au coefficient de multiplication en géométrie réelle ou effective, k_{eff}.

I.4. - Dynamique des réacteurs

I.4.1. - Généralités sur les problèmes dépendant du temps

Nous avons étudié jusqu'à présent des problèmes indépendants du temps où l'état du réacteur était figé. Il nous faut maintenant considérer des situations dans lesquelles le flux neutronique varie au cours du temps. Nous avons par exemple comme problèmes dépendants du temps :

- Démarrage ou arrêt d'un réacteur.
- Problème de stabilité et de contrôle du réacteur.
- Augmentation accidentelle de réactivité.

Le problème principal de la dynamique des réacteurs est de pouvoir représenter simplement l'évolution du flux neutronique au cours du temps. Une première approche est de considérer la dépendance en énergie et en espace de manière approximative ; pour certains problèmes on peut se restreindre à un modèle linéarisé.

Quand un système d'équations non linéaires doit être pris en compte, les situations deviennent plus compliquées, dans beaucoup de cas il n'est pas encore possible d'exécuter un traitement quantitatif bien que des conclusions qualitatives puissent être tirées.

Dans le traitement de ces problèmes, il faut inclure les équations donnant l'évolution des neutrons retardés, car ce sont eux qui vont déterminer le comportement de la population neutronique. Des neutrons retardés sont issus des produits de fissions ; l'ordre de grandeur des constantes de décroissances des produits de fission nous oblige à considérer les problèmes de dynamique sous deux formes :

- La population neutronique varie de manière significative pendant un temps très court. Les neutrons retardés n'ont alors pas le temps de varier pendant ces instants.

- La population neutronique varie très lentement et les neutrons retardés suivent cette variation.

I.4.2. - Equation du transport avec neutrons retardés

Lors de la fission, il y a en même temps que l'important dégagement d'énergie, réémission d'un certain nombre ν de neutrons et création de produits de fissions. Ces fragments formés lors de la fission sont radioactifs et en particulier, sont excédentaires en neutrons. Ces produits de fissions radioactifs ou "Précurseurs" vont revenir à l'état stable en se débarrassant de ces neutrons excédentaires suivant une loi de décroissance exponentielle.

Un grand nombre de produits de fissions sont précurseurs de neutrons retardés mais, en pratique, on a pu diviser ceux-ci en six groupes. La concentration de précurseurs de neutrons retardés est fonction des différents genres de fission, de la nature du nucléïde et de l'énergie du neutron induisant la fission.

Nous allons remplacer dans l'équation de transport le terme représentant la production de neutron par une fonction de temps décrivant l'émission probable de neutrons prompts et retardés d'énergie E par unité de temps. Il faut pour cela définir un certain nombre de quantités :

- $\nu(r.E)$ est le nombre total de neutrons émis par fission à la position r par un neutron d'énergie E.
  $\beta_j(r,E)\,\nu(r,E)$ est le nombre de précurseurs du groupe j créés par fission à la position r par un neutron d'énergie E.

- $(1-\beta(r.E))\,\nu(r.E)$ est le nombre de neutrons prompts résultant d'une fission à la position r par un neutron d'énergie E.

- $C_j(r.t)$ représente la densité de précurseur du groupe j.
  λ_j est la constante de décroissance du précurseur du groupe j.
  Le pourcentage d'émission de neutrons retardés est $\lambda_j\, C_j$.

- $X_j(E)$ est le spectre de normalisation des neutrons retardés.
  $X_p(E)$ est le spectre de normalisation des neutrons prompts.

L'émission probable de neutrons d'énergie E par unité de temps est représentée par la fonction suivante :

$$\chi p(E) \left[(1 - \beta (r, E')\right] \nu (r, E') \delta(t) + \sum_j \chi j (E) \beta_j \lambda_j \nu (r, E') e^{-\lambda j t}$$

L'équation de transport devient :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Omega . \nabla \Phi + \Sigma . \Phi = \iint \sum_{x \neq f} \Sigma'_x f_x \Phi' \, d\Omega' dE' + Q (r, \Omega, E, t)$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \iint \Sigma_f (r, E') \Phi (r, \Omega', E', t) \left[\tilde{\chi}_p (1-\beta) \nu \delta(t-t') \right.$$

$$\left. + \sum_j \tilde{\chi}_j \beta_j \lambda_j \times e^{-\lambda j (t-t')} \right] d\Omega dE' dt'$$

$\tilde{\chi} = \frac{\chi}{4\pi}$: spectre par unité d'angle solide.

Il est plus commode d'introduire directement la concentration en précurseurs dans l'équation de transport. Nous avons donc le système d'équations suivant :

$$\text{(I.5)} \quad \begin{cases} \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial T} + \Omega . \nabla \Phi + \Sigma \Phi = \iint \sum_{x \neq f} \Sigma'_x f_x \Phi' \, d\Omega' \, dE' + \\ \qquad \iint \tilde{\chi}_p (1-\beta) \nu \Sigma_f \Phi' \, d\Omega' \, dE' + \sum_j \lambda_j C_j \tilde{\chi}_j + Q \\ \\ \frac{\partial C_j}{\partial t} + \lambda_j C_j = \beta_j \nu \Sigma_f \Phi' \, d\Omega' \, dE' \end{cases}$$

Les sections efficaces ont été prises comme fonction du temps. Les variations des sections efficaces seront dues aux mouvements des barres de contrôle, aux effets de contre-réaction, à l'épuisement du combustible.

I.4.3. - Facteur d'amplitude. Facteur de forme

Pour traiter certains problèmes de dynamique des réacteurs, il est souvent souhaitable de décomposer le flux neutronique $\phi(r,\Omega,E,t)$ tel que :

$$\phi\ (r,\ \Omega,\ E,\ t) = P(t).\ \psi\ (r,\ \Omega,\ E,\ t)$$

Cette décomposition du flux neutronique angulaire en un produit de deux facteurs sera utilisée pour la détermination du modèle Réacteur-Point (Annexe B). L'idée de base était de décrire la dépendance en temps du flux neutronique angulaire par le facteur P(t), d'autre part il faudrait que la dépendance du facteur de forme avec le temps, soit faible .

Le facteur de forme est normalisé de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}\ \left[\ \iiint \frac{1}{v}\ \Phi_o^+\ (r,\ \Omega,\ E)\ \Psi\ (r,\ \Omega,\ E,\ t)\ dr\ d\Omega\ dE\right] = 0$$

La puissance du réacteur peut être représentée par :

$$\text{Puissance} = \varepsilon f \iiint \Sigma_f\ (r,\ E)\ \Phi\ (r,\ \Omega,\ E,\ t)\ dr\ d\Omega\ dE$$

εf est l'énergie moyenne libérée par fission (pour simplifier la section efficace de fission est prise indépendamment du temps). Nous avons donc :

$$\text{Puissance} = P(t)\ \varepsilon f \iiint \Sigma_f\ (r,\ E)\ \psi\ (r,\ \Omega,\ E,\ t)\ dr\ d\Omega\ dE$$

Si l'on considère que la puissance à l'instant to est égal à P(to), nous avons :

$$1 = \varepsilon f \iiint \Sigma_f\ (r,\ E)\ \psi\ (r,\ \Omega,\ E,\ t_o)\ dr\ d\Omega\ dE$$

Ceci permet de fixer la valeur du facteur de forme à l'instant t = to.

I.4.5. - Les équations de la cinétique

1.4.5.1. - Approximation des faibles perturbations

Pour établir les équations de la cinétique, l'idée générale est de décomposer le flux neutronique angulaire en un produit d'un facteur d'amplitude P(t) et d'un facteur de forme $\psi(r, \Omega, E, t)$, l'équation de base étant l'équation de transport avec neutrons retardés (I.5).

Il faut cependant formuler une hypothèse supplémentaire, celle des faibles perturbations sur le système d'équation (I.5), en tenant compte des différentes approximations sur le facteur de forme (Indépendance en temps). La détermination de ces équations se trouve en Annexe B.

Nous aboutirons donc au système d'équation simplifiées suivant :

$$(I.6)\quad \begin{cases} \dfrac{dP(t)}{dt} = \dfrac{\rho(t) - \beta(t)}{\Lambda(t)} P(t) + \sum_j \lambda_j C_j(t) + Q(t) \\ \dfrac{d\,Cj(t)}{dt} = \dfrac{\beta j(t)}{\Lambda(t)} P(t) - \lambda_j C_j(t) \end{cases}$$

La relation qui donne la réactivité ρ en fonction du coefficient de multiplication effectif k_{eff} est :

$$\rho = \frac{keff - 1}{keff}$$

Les équations (I.6) représentent la dynamique des réacteurs, tout en reposant sur des hypothèses assez restrictives, puisque elles supposent une faible perturbation de l'état critique du réacteur (Keff = 1).

La méthode que nous devons qualifier a pour objectif la mesure de l'anti-réactivité de l'ensemble des barres de commande, ce qui oblige une insertion complète des barres, entraînant donc une très forte perturbation dans le coeur.

Ce modèle (I.6) n'est donc pas validé pour ce type de méthode.

I.4.4.2. - Equations générales

On peut établir un système d'équation de la cinétique d'après un raisonnement plus physique, faisant intervenir des grandeurs moyennes. Pour établir ces équations, nous devons utiliser l'ensemble des paramètres cinétiques suivant :

- Facteur de multiplication effectif : $k_{eff}(t)$
  Nombre moyen de neutrons issus de fission auquel donnera naissance un neutron issu de fission. Compte tenu de la possibilité de fuites vers l'extérieur.

- Le temps de génération : ℓ
  Durée moyenne qui s'écoule entre la naissance d'un neutron et celle des k_{eff} neutrons qu'il va produire à la génération suivante.

- Les paramètres de neutrons retardés : βi, λi
  βi nombre de neutrons du groupe i par neutron issu de fission.
  λi constante de décroissance radioactive du présurseur i.

On considère le nombre moyen de neutrons présents dans le réacteur à l'instant t, N(t). Pendant l'intervalle de temps t, t + dt, il va disparaître $\frac{N(t)}{\ell}$ dt neutrons, il y aura création de $k_{eff}(t)$. N(t) $\frac{dt}{\ell}$ neutrons. Parmi ces nouveaux neutrons on distingue les neutrons prompts $(1-\beta)\ k_{eff}(t)\ \frac{N(t)}{\ell}\ dt$ et les neutrons retardés $\beta k_{eff}(t)\ \frac{N(t)}{\ell}\ dt$, ces neutrons retardés sont émis par desintégration du précurseur i. On peut donc établir le bilan neutronique suivant :

$$\begin{cases} dN = (1 - \beta).keff.\ \frac{N}{\ell}.dt + \sum_i \lambda i.Ci.dt - \frac{N}{\ell}.dt + Q(t).dt \\ \\ dCi = \beta i\ keff\ .\ \frac{N}{\ell}.dt - \lambda i.Ci.dt \end{cases}$$

Le système d'équations de la cinétique s'établit donc de la manière suivante :

$$(I.7)\quad \begin{cases} \dfrac{dN(t)}{dt} = [keff(t)\ (1 - \beta) - 1].\ \dfrac{N(t)}{\ell} + \sum_i \lambda i.Ci(t) + Q(t) \\ \\ \dfrac{d\ Ci(t)}{dt} = \beta i\ .\ keff(t)\ .\ \dfrac{N(t)}{\ell} - \lambda i.\ Ci(t) \end{cases}$$

La réactivité est toujours définie de la manière suivante :

$$\rho = \frac{keff - 1}{keff}$$

Ce système d'équations a été établi sans aucune hypothèse sur l'importance des perturbations, $k_{eff}(t)$ représentant l'évolution moyenne de l'état de reacteur au cours du temps.

Cependant, les grandeurs physiques qui interviennent, sont des grandeurs moyennes. Il faudra donc étudier si expérimentalement ces grandeurs sont accessibles. Nous reviendrons par la suite sur ces problèmes, par l'étude des effets de basculement de flux dans le coeur.

1.4.6. - Les effets de contre-réaction

Les équations qui ont été développées dans le paragraphe précédent tiennent compte des effets des neutrons retardés mais ne prennent pas en considération d'autres effets qui peuvent être importants dans la dynamique du réacteur. Le niveau de puissance d'un réacteur affecte les différentes températures, celles-ci altèreront la criticité du réacteur, à cause de variations de géométrie, de densité, de spectre neutronique et de sections efficaces.

Le problème qui se pose est le suivant : si pour une raison quelconque, une réactivité positive est introduite dans le réacteur, la puissance augmentera, et provoquera une élevation de température ; cette élevation de température aura-t-elle pour conséquence d'augmenter ou de diminuer la réactivité du réacteur ? Ces effets de contre-réaction sont d'une importance capitale. Ce sont eux qui assurent la stabilité du réacteur, aussi les critères de sureté imposent certaines conditions à leurs sujets.

Pour pouvoir présenter facilement les effets de contre-réaction, nous allons prendre l'exemple d'un réacteur à eau pressurisée : PWR. Nous avons vu que les moyens de contrôle de la réactivité sur un réacteur de type PWR, sont les barres de commande (matériau absorbant mobile) et la concentration en bore du modérateur (eau). Pour bien situer le rôle du bore et des barres de contrôle par rapport au fonctionnement et à la sûreté, il faudrait revenir à l'équation de transport (I.5) et détailler la nature des termes qui la composent. L'équation de transport est composée d'un certain nombre de grandeurs qui sont les sections efficaces macroscopiques $\Sigma x(r,E)$. Ces grandeurs s'écrivent :

$$\Sigma x\ (r,\ E) = \sum_i ni(r).\ \sigma x_i\ (E)$$

$$\text{Avec } ni\ (r) = \rho_i\ (r)\ .\ \frac{N}{Ai}$$

i étant les composants du coeur, ni (r) le nombre de noyaux par cm^3 en r.

Les $\sigma xi(E)$ sont des données de physique nucléaire.

De ce point de vue, on peut distinguer plusieurs familles de composants :

1 - Les matériaux de structures.
2 - Les absorbants fixes.
3 - Les composants non résonnants du combustible.
4 - Les composants résonnants (U_{238}).
5 - L'eau.
6 - Le Bore.
7 - Les absorbants mobiles.

Nous avons rassemblé dans le tableau suivant les différentes causes de variation des sections efficaces, au cours du temps.

FAMILLE	1	2	3	4	5	6	7
ni (r)	/	T.C.	T.C.	T.C. (faible)	$\rho_{H2O}(r)$	$\rho_{H2O}(r)$ CB	Xl
σxi	/	/	/	Tu(r)	/	/	T.C.

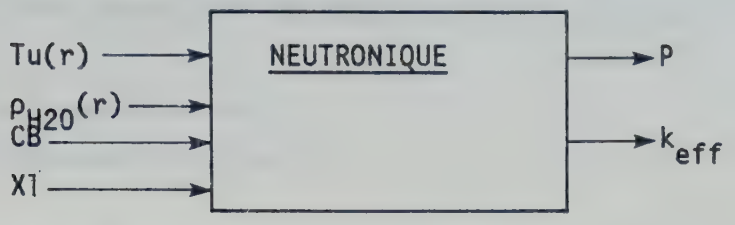
Nous voyons donc que les sections efficaces de la famille 1 ne varient pas au cours du temps. Pour les familles 2 et 3 ce sont les nombres de noyaux par cm^3 qui dépendent du Taux de combustion (T.C.) (épuisement du combustible), cependant les effets du Taux de combustion sont compensés par les variations de la concentration en bore. Les sections efficaces des familles 4, 5, 6 et 7 dépendent respectivement de la température du combustible, de la densité de l'eau (modérateur) et de la position des barres de commande Xℓ.

Un réacteur PWR peut se décomposer théoriquement en 2 parties, une partie neutronique représentée par l'équation de transport avec neutrons retardés et une partie thermohydraulique dont les équations régissent les variations de températures (combustible et modérateur) et de densité (modérateur). On peut schématiser ces deux parties de la manière suivante :

1° - Partie neutronique

Nous avons vu précédemment que l'équation de transport dépend d'un certain nombre de paramètres appelés sections efficaces qui eux mêmes dépendent de la température du combustible, de la densité de l'eau, de la concentration en bore et de la position des barres de contrôle.

Nous avons donc le schéma suivant :



Le facteur de multiplication effectif dépend donc des quatres paramètres d'entrée de la partie neutronique à savoir :

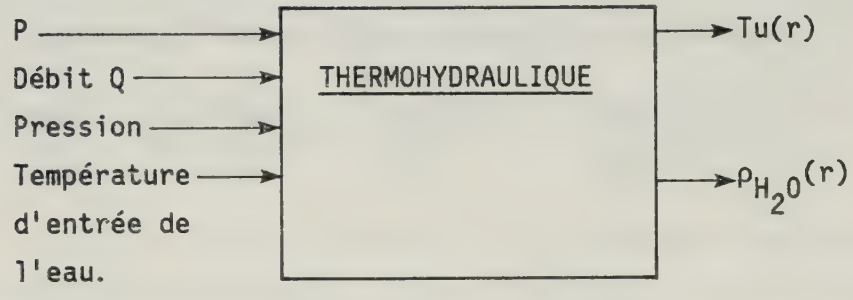
$$keff\ [Tu\ (r),\ \rho_{H_2O}\ (r),\ C_B,\ X_\ell]$$

De même pour la puissance P qui est proportionnelle au flux neutronique :

$$P\ [Tu\ (r),\ \rho_{H_2O}\ (r),\ C_B,\ X_\ell]$$

2° - Partie thermohydraulique

La partie thermohydraulique peut être schématisée de la manière suivante :



Nous voyons donc que les parties neutroniques et thermohydraulique sont liées par l'intermédiaire de la température du combustible, la densité de l'eau et la puissance du réacteur. Une augmentation de la puissance entraînera une augmentation de température qui aura un effet sur le facteur de multiplication effectif du réacteur.

Nous allons présenter les effets de contre-réaction en étudiant les deux aspects du fonctionnement d'un réacteur :

- Fonctionnement normal.
- Fonctionnement accidentel.

Nous pourrons alors expliciter le rôle des barres de commande, notamment au niveau de la sûreté du réacteur.

A. - FONCTIONNEMENT NORMAL

En fonctionnement normal le réacteur est critique, le flux neutronique est stable, le facteur de multiplication effectif est égal à 1 :

$$keff\ [Tu\ (r),\ \rho_{H_2O}\ (r),\ C_B,\ X_\ell] = 1$$

Pour ce mode de fonctionnement la pression et le débit sont constants, la température d'entrée de l'eau est asservie à la puissance du réacteur.

Nous avons lorsque l'état d'équilibre est atteint :

$$\frac{\partial keff}{\partial Tu}\,\Delta Tu + \frac{\partial keff}{\partial C_B}\,\Delta C_B + \frac{\partial keff}{\partial T_R}\,\Delta T_R + \frac{\partial keff}{\partial X_\ell}\,\Delta X_\ell = 0$$

Pour une variation positive de la position des barres Δx_ℓ ou de la concentration en bore ΔC_B, la variation du k_{eff} est positive, k_{eff} devient donc supérieur à 1, la puissance augmente ce qui entraîne une variation positive de la température du combustible. Pour que le réacteur reste stable ($k_{eff} = 1$), il faut donc que $\frac{\partial keff}{\partial Tu}$ soit négatif.

Le coefficient de température du combustible est défini par $\frac{\partial keff}{\partial Tu}$

Cet effet de contre-réaction est connu sous le nom d'effet-doppler, il est essentiellement dû aux composants résonnants du combustible (U_{238}). Nous avons vu qu'il était impératif que ce coefficient soit négatif pour rendre le réacteur stable. Cet effet de contre-réaction devient significatif lorsque le réacteur a atteint une certaine puissance. Nous dirons donc qu'un réacteur est à puissance nulle lorsque l'effet de contre-réaction dû à la température du combustible est négligeable. A ce moment-là, une faible variation de la position des barres ou de la concentration en bore rend le réacteur sur-critique ou sous-critique, celui-ci devient donc instable.

B. - FONCTIONNEMENT ACCIDENTEL

Lorsque un incident se produit, le réacteur étant à puissance nominale, le système de sécurité du réacteur commande la chute des barres de contrôle. Le réacteur devient alors sous-critique, le problème qui se pose est de s'assurer que les effets en réactivité dus aux variations de température ne rendent pas à nouveau le réacteur critique.

L'antiréactivité introduite par l'intermédiaire des barres de contrôle ne doit pas être compensée par la réactivité positive regagnée par les effets de contre-réaction.

Cette fonction de sécurité-sauvegarde nécessite une vitesse d'introduction rapide. Cette situation doit être irréversible.

1.4.7. - Fonctionnement d'un réacteur en puissance. Modèle mathématique./2/.

Pour décrire le fonctionnement d'un réacteur en puissance par l'intermédiaire d'un modèle mathématique, nous devons prendre en compte les phénomènes de contre-réaction. Les variations du facteur de multiplication effectif sont soit provoquées par le pilote par utilisation des barres de contrôle par exemple, soit une conséquence de la réaction en chaîne elle-même.

La neutronique est décrite par la cinétique ponctuelle (I.7). Les phénomènes thermiques sont décrits par :

$$\begin{cases} Cu \dfrac{dTu}{dt} = P(t) - \bar{K} \, (Tu\,(t) - T_R\,(t)) \\ CR \dfrac{dTR}{dt} = \bar{K} \, (\, Tu\,(t) - T_R\,(t)\,) - \dfrac{CR}{\vartheta} \, (T_{R2}\,(t) - T_{R1}\,(t)) \end{cases}$$

$Cu = Mu.cu$: Mu masse totale du combustible dans le coeur.
cu Capacité calorifique du combustible.

$CR = MR.c_R$: MR masse totale d'eau dans le coeur.
c_R Capacité Calorifique de l'eau.

$\bar{K}$: Coefficient d'échange thermique entre le combustible et l'eau.

ϑ : Temps de transit de l'eau dans le coeur.

T_R : Température moyenne de l'eau dans le coeur.

T_{R_1} : Température d'entrée de l'eau dans le coeur.

T_{R_2} : Température de sortie de l'eau dans le coeur.

Nous avons : $T_R = \dfrac{T_{R_1} + T_{R_2}}{2}$

La puissance du réacteur est décrite par la puissance neutronique proportionnelle à la population neutronique moyenne plus la puissance résiduelle.

$$P(t) = Po.\ N\,(t) + P_R\,(t)$$

$$\begin{cases} Po = 93\ \%.\ P(o) \\ P_R\,(o) : 7\ \%.\ P(o) \end{cases}$$

La détermination d'une fonction représentative de la puissance résiduelle est faite en Annexe.

Nous avons donc le modèle mathématique suivant :

$$\frac{dN(t)}{dt} = [keff(t) \cdot (1-\beta) - 1] \cdot \frac{N(t)}{\ell} + \sum_i \lambda i . Ci\ (t)$$

$$\frac{dCi(t)}{dt} = keff(t) \cdot \frac{\beta i}{\ell} \cdot N(t) - \lambda i\ Ci\ (t) \qquad i = 1,6$$

$$P(t) = Po.N(t) + P_R(t)$$

$$\frac{dTu(t)}{dt} = \frac{P(t)}{Cu} - \frac{\bar{K}}{Cu} Tu\ (t) + \frac{\bar{K}}{Cu} T_R(t)$$

$$\frac{dT_R(t)}{dt} = \frac{K}{CR} Tu(t) - \left(\frac{\bar{K}}{CR} + \frac{2}{\vartheta} \right) T_R(t) + \frac{2T_{R1}}{\vartheta}$$

$$keff_{CR}(t) = \delta\gamma_u\ keff_{CR}(t) + \delta\gamma_R\ keff_{CR}(t)$$

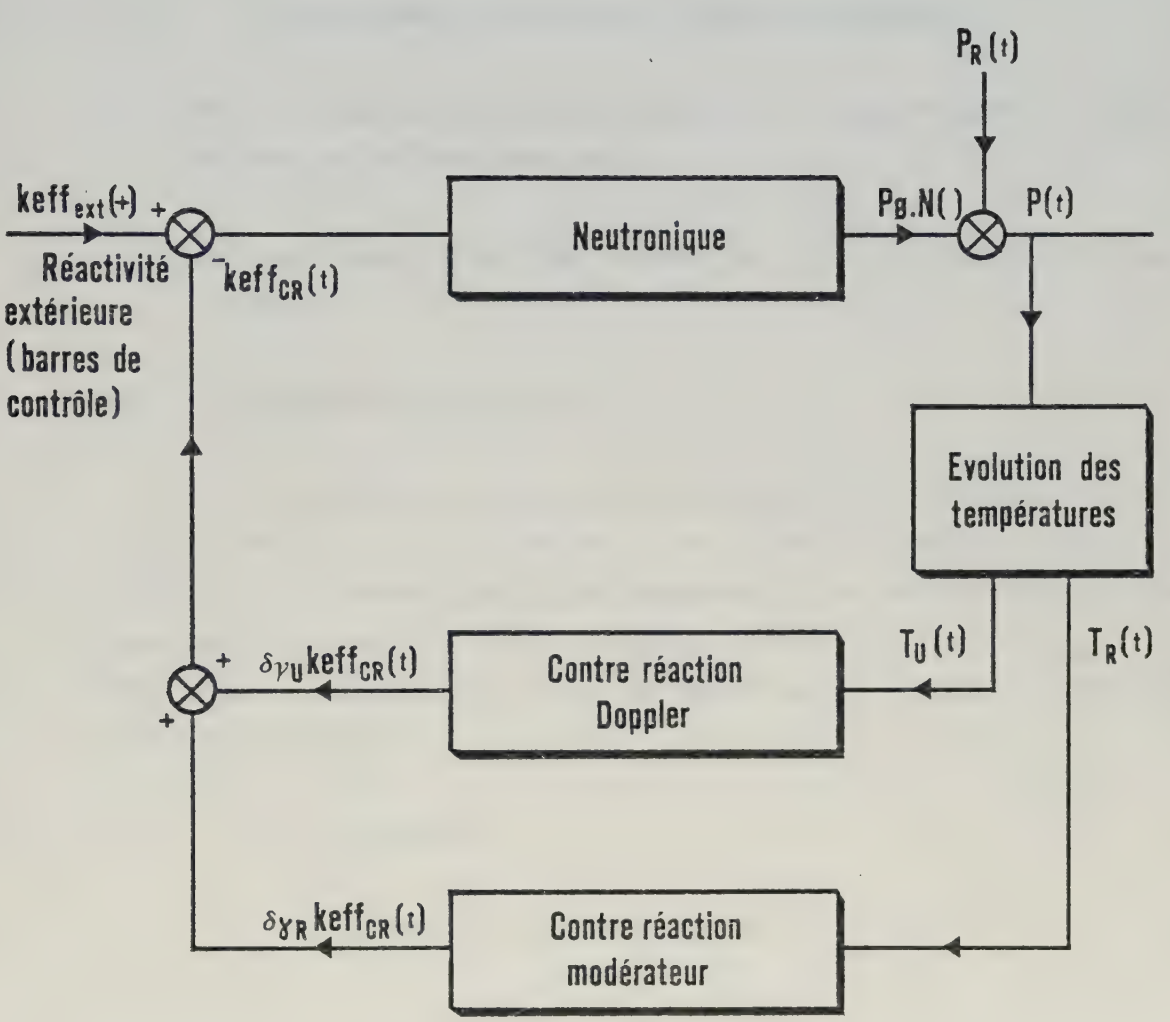
$$\delta\gamma_u\ keff_{CR}(t) = \gamma u. [Tu(t) - Tu(o)]$$

$$\delta\gamma_R\ keff_{CR}(t) = \gamma_R^1 [Tu(t) - T_R(o)] + \gamma_R^2 [T_R(t) - T_{R1}(t) - (T_R(o) - T_{R1}(o))]$$

$$= \gamma_R [T_R\ (t) - T_R(o)] \qquad \text{Avec : } \gamma_R = \gamma_R^1 + 2\gamma_R^2$$

$$keff(t) = keff_{ext}(t) - keff_{CR}(t)$$

Le schéma suivant donne une représentation des différentes sources de réactivité :



CHAPITRE II

IDENTIFICATION DE L'ANTIREACTIVITE DES BARRES DE COMMANDE D'UN REACTEUR

II.1. - Description des différentes techniques de mesure

Elles peuvent se classer en deux catégories :

- Les techniques statiques basées sur le comportement du flux sous-critique en régime permanent.
- Les techniques cinétiques basées sur le comportement du flux dans le temps.

II.1.1.- Méthodes statiques /3/

La méthode statique par excellence est le comptage de neutrons sur un détecteur en présence d'une source (appelée comptage sous-critique). La source peut être inhérente, c'est-à-dire due aux fissions spontanées de noyaux lourds existant dans le réacteur (U_{238} - Pu_{240} - CM_{242}) et aux réactions (α,n). Le détecteur est souvent une chambre à forte efficacité.

Si on connaît :

1° - L'efficacité ε qui est égale à :

$$\varepsilon = \int_E N.\ \sigma(E)\ .\ \Phi(E)\ dE$$

N est le nombre de noyaux (B ou ^3He) contenus par la chambre. $\sigma(E)$ la section efficace de capture, $\phi(E)$ le flux.

2° - Le terme source.

3° - Le rapport du flux dans le détecteur au flux intégré dans toute la zone multiplicatrice.

On en déduit le flux total dans le réacteur, sachant que ce flux est proportionnel au rapport $\frac{S}{1-k}$, on en déduit k. Cette méthode statique peut donner des résultats très précis pour déterminer un état juste-critique, en pratiquant une approche critique.

Le principe consiste à faire varier un paramètre physique dans le réacteur par exemple : la cote d'enfoncement d'une barre, la hauteur du modérateur, la concentration en poison soluble la température, la masse du combustible. Le taux de comptage proportionnel à $\frac{S}{1-k}$ devient infiniment grand pour k = 1. En traçant l'inverse du taux de comptage, on construit une courbe qui coupe l'axe des k à 1 (Annexe C). Cette méthode très précise donne le jeu de paramètres qui peut être introduit dans un calcul afin de retrouver cet état juste critique.

Pour vérifier l'effet de l'enfoncement d'un absorbant on peut alors modifier un paramètre et obtenir un nouvel état critique. C'est une méthode de compensation (exemple : la borication dans un réacteur à eau). On peut à nouveau faire une comparaison directe avec le calcul statique.

Expérimentalement, la conversion en terme de réactivité implique obligatoirement l'étalonnage du terme de comparaison par une méthode cinétique. Dans une méthode par compensation on ne peut jamais dissocier les deux effets. Dans la pratique, on recherche toujours une référence en réactivité qui soit la moins perturbatrice possible.

Citons :

- L'étalonnage d'un groupe par rapport à un autre.
- L'étalonnage d'un groupe par comparaison avec l'effet de bore dilué.

Dans le premier cas, on notera qu'il y a un effet d'antiombre c'est-à-dire, lorsque l'on enfonce une barre, le flux se creuse autour d'elle et remonte ailleurs, en particulier vers l'autre barre, qui de ce fait voit son efficacité croître.

Dans le deuxième cas, on ne connaît l'efficacité du bore que par une méthode cinétique.

II.1.2. - Méthodes Cinétiques /3/

Les techniques cinétiques sont basées sur les équations de la cinétique, telles qu'elles ont été développées au chapitre précédent.

D'une manière générale, ces méthodes consistent à enregistrer la variation temporelle du flux neutronique Td(t) induite par le mouvement soit d'une barre, soit d'une source. Le signal représentant l'évolution du flux neutronique est très dépendant du détecteur utilisé, notamment de sa position dans le réacteur et de sa fonction d'importance.

Les équations de la cinétique font intervenir des grandeurs moyennes, telle que la population neutronique moyenne N(t) dans le coeur, aussi dans chaque cas, il faudra étudier la possibilité de relier la population neutronique moyenne N(t) aux taux de réaction dans le détecteur Td(t) (le problème sera repris plus loin par l'étude des effets d'espaces) à l'aide d'une fonction appelée efficacité définie par :

$$\varepsilon(t) = \frac{Td(t)}{N(t)}$$

Nous allons donner un exemple de technique cinétique qui est fréquemment utilisée.

Méthode de CARPENTER /4/

Cette méthode utilise le modèle d'équations de la cinétique utilisant l'hypothèse de faibles perturbations. D'autre part sachant que $Td(t) = \varepsilon(t).\ N(t)$, $\varepsilon(t)$ étant l'efficacité du détecteur et Td(t) le taux de réaction dans le détecteur, nous avons le système suivant :

$$\begin{cases} \Lambda \dfrac{dTd(t)}{dt} = [\ \rho(t) - \beta(t)] \ .\ \dfrac{Td(t)}{\varepsilon(t)} + \sum_i \lambda i.Ci(t) + S(t) \\ \dfrac{dCi(t)}{dt} = \beta i(t) \ .\ \dfrac{Td(t)}{\varepsilon(t)} - \lambda i\ Ci(t) \end{cases}$$

La deuxième équation a pour solution :

$$Ci(t) = \beta_i^o \frac{Tdo}{\varepsilon o} \frac{e^{-\lambda it}}{\lambda i} + e^{-\lambda it} \int_o^t \beta i(t') \frac{Td(t')}{\varepsilon(t')} e^{\lambda it'} dt'$$

Si on remplace Ci(t) par cette expression dons la 1° équation nous obtenons le taux de réaction Td(t). On suppose que les paramètres $\varepsilon(t)$, S(t) et $\beta(t)$ prennent leur valeur assymptotique immédiatement après la chute des barres. On néglige par ailleurs, le terme $\frac{\Lambda}{\beta - \ell} \frac{dTd(t)}{dt}$ qui est très faible devant les autres termes à cause du terme Λ qui est de l'ordre de 10^{-7}.

On aboutit à l'expression suivante :

$$Td(t) = A + B\, f_1\, (\lambda i, \beta i, t) + C\, f_2\, (\lambda i, \beta i, Td(t), t)$$

Avec : $A = \frac{\varepsilon - S}{\beta - \ell}$ $B = \frac{Tdo}{\beta - \ell} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon o}$ $C = \frac{1}{\beta - \ell}$

Les fonctions f_1 et f_2 étant connues, la méthode consiste à ajuster les coefficients A,B,C par moindre-carrés sur la courbe expérimentale Td(t) et en déduire l'antiréactivité ρ cherchée.

D'autre part l'introduction des efficacité εo et ε avant et après la chute dans les paramètres A et B permet de tenir compte des perturbations dans le réacteur produites par les barres et par conséquent de la position du détecteur.

II.2. - Présentation de la méthode du relevé de trace de puissance dans le cas de chute rapide.

II.2.1. - Principe de la méthode /3/

La technique du relevé de trace de puissance est utilisée pour mesurer la réactivité d'un réacteur à partir d'un signal proportionnel au flux neutronique. Ce signal est enregistré pendant le mouvement des absorbants. Nous avons donc une évolution temporelle du flux neutronique.

Les variations du flux neutronique en fonction du temps, lorsqu'il y a modification de la réactivité, sont complexes. En effet, la théorie la plus complète est celle du transport qui prend en compte l'histoire de tous les neutrons. Une telle opération n'est pas soluble aisément, aussi a-t-on développé des modèles plus simples. Le modèle du "réacteur-point" est celui qui a été mis en oeuvre ici.

Le programme d'analyse résout l'inversion des équations de la cinétique, celles-ci s'écrivant : (cf. chapitre précédent).

$$(II.1)\quad \begin{cases} \dfrac{dN(t)}{dt} = [keff(t)\ (1 - \beta) - 1]\ .\ \dfrac{N(t)}{\ell} + \sum_i \lambda i.Ci(t) + Q \\ \\ \dfrac{dCi(t)}{dt} = \beta i\ .\ \dfrac{N(t)}{\ell}\ .\ keff(t) - \lambda i.Ci(t) \end{cases}$$

$N(t)$: Nombre de neutrons présent dans le réacteur à l'instant t.

$k_{eff}(t)$: Facteur de multiplication effectif : nombre moyen de neutrons issus de fission auquel donnera naissance un neutron issu de fission.

ℓ : Temps de génération, durée moyenne qui s'écoule entre la naissance d'un neutron et celle des k_{eff} neutrons qu'il va produire.

λi : Constante de désintégration de groupe i des neutrons retardés.

βi : Nombre de neutrons retardés de groupe i par neutron issu de fission.

Ci : Concentration des noyaux précurseurs de groupe i.

Q : Source neutronique.

Inverser les équations de la cinétique revient à retrouver l'évolution temporelle du facteur de multiplication effectif. En reprenant les équations précédentes, on peut approximer les dérivés $\frac{dN(t)}{dt}$ et $\frac{dCi(t)}{dt}$ par des accroissements au 1° ordre.

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{N(t + \Delta t) - N(t)}{\Delta t} \text{ et } \frac{dCi}{dt} = \frac{Ci\ (t + \Delta t) - Ci(t)}{\Delta t}$$

Le système d'équations (II.1) devient :

$$\begin{cases} \dfrac{N(t + \Delta t) - N(t)}{\Delta t} = [keff(t)\ (1 - \beta) - 1]\ .\ \dfrac{N(t)}{\ell} - \sum_I \lambda i\ Ci(t) + Q \\ \dfrac{Ci\ (t + \Delta t) - Ci(t)}{\Delta t} = \beta i.\ keff(t)\ .\ \dfrac{N(t)}{\ell} - \lambda i\ Ci(t) \end{cases}$$

Nous avons donc :

$$keff(t) = \left[\frac{N(t + \Delta t) - N(t)}{\Delta t} + \frac{N(t)}{\ell} - \sum_i \lambda i.Ci(t) + Q \right] \frac{1}{(1- \beta)\ .\ N(t)}$$

$$Ci\ (t + \Delta t) = \Delta t.\ keff(t).\ \beta i\ .\ \frac{N(t)}{\ell} + Ci(t)\ (1 - \lambda i \Delta t)$$

Les conditions initiales sont données pour un état d'équilibre.

$$keff(o) = 1,\ N(o) = 1,\ Ci(o) = \frac{\beta i}{\ell.\lambda i}$$

Nous avons donc l'algorithme suivant :

$$Ci(t_j) = \Delta T.\ keff\ (t_j\text{-}1)\ .\ \beta i\ .\ \frac{N(tj - 1)}{\ell} + Ci\ (t_j - 1)\ (1 - \lambda i.\Delta t)$$

$$keff(t_j) = \left(\frac{N(tj + 1) - N(tj)}{\Delta t} + \frac{N(tj)}{\ell} - \sum_i \lambda i\ Ci(t_j) + Q(t_j) \right) \times \frac{1}{(1 - \beta)\ N(tj)}$$

j : Indice du point de mesure.
Δt : Période d'échantillonnage.

L'application de cet algorithme sur un signal représentatif de l'évolution temporelle de la population neutronique moyenne permettra de mesurer la variation de réactivité au cours du temps.

II.2.2. - Problème des effets d'espace

La méthode du relevé de trace de puissance dans le cas d'insertion rapide des absorbants est intéressante par sa rapidité de mise en oeuvre. Cependant, les problèmes d'effets spatiaux dus à l'introduction de l'absorbant doivent être correctement étudiés.

Le modèle mathématique utilisé pour analyser l'évolution temporelle du flux neutronique ne fait intervenir que des variables représentant des grandeurs moyennes notamment la population neutronique moyenne dans le coeur. Or, les signaux enregistrés au cours des expériences sont fonction des détecteurs utilisés et notamment de leur efficacité qui est définie de la manière suivante :

$$\varepsilon(t) = \frac{Td(t)}{N(t)}$$

Td(t) est le taux de réaction dans le détecteur, il est donc proportionnel au signal enregistré et N(t) est la fonction qui symbolise la population neutronique moyenne dans le réacteur. ε(t) caractérise la représentativité des signaux enregistrés par rapport à la population neutronique moyenne.

Lors du mouvement d'un absorbant la configuration du réacteur est continuellement modifiée. La forme du flux neutronique dépend donc du temps mais aussi des variables d'espace. De ce fait l'efficacité $\varepsilon(t)$ d'un détecteur sera fonction de la position du détecteur et de leur fonction d'importance, c'est à dire de leur possibilité d'intégrer le flux neutronique sur un plus ou moins grand volume.

Si $\varepsilon(t)$ est constant au cours du mouvement de l'absorbant, le signal enregistré sera bien représentatif de l'évolution temporelle de la population neutronique moyenne. Si $\varepsilon(t)$ varie, la mesure de la réactivité sera entachée d'erreurs.

C'est ici qu'intervient l'intérêt de cette méthode dans le cas de chute rapide. Par un raisonnement physique nous pouvons montrer que l'efficacité $\varepsilon(t)$ du détecteur est peu différente avant et après l'insertion des absorbants. A l'instant initial to la distribution du flux neutronique suit la distribution des sources dues aux précurseurs de neutrons retardés à l'équilibre. Cette distribution de source n'évolue pas pendant la chute des barres ($\frac{dci}{dt} = o$), les constantes de décroissance sont grandes devant la durée de l'insertion des absorbants (1.3s). De ce fait, la distribution du flux neutronique immédiatement après la chute retrouve la même forme qu'initialement. On peut déjà dire qu'indépendamment du détecteur utilisé $\varepsilon(to) \# \varepsilon(to + \Delta t)$ Δt étant la durée d'insertion des absorbants.

$\varepsilon(t)$ dépend également de la fonction d'importance du détecteur, plus le détecteur intègre le flux neutronique sur un plus grand volume, plus la variation de $\varepsilon(t)$ au cours du temps sera faible. D'autre part, $\varepsilon(t)$ peut également être fonction de la position des détecteurs, nous verrons dans le cas des réacteurs PWR comment nous pouvons chercher à optimiser l'emplacement des détecteurs internes du réacteur.

Nous avons donc vu que les problèmes d'effet d'espace étaient minimisés par l'insertion rapide des absorbants, cependant pour s'affranchir au mieux de ces problèmes, il faudra pouvoir intégrer le flux neutronique sur un grand volume de telle sorte que le signal enregistré soit représentatif de la population neutronique moyenne du réacteur.

II.2.3. - Estimation de la précision de la mesure

La méthode du relevé de trace de puissance, telle qu'elle a été définie précédemment, permet de mesurer l'antiréactivité intégrale et différentielle des barres de commande.

Le traitement (Inversion des équations de la cinétique) des signaux enregistrés au cours du transitoire fait intervenir :

- Les constantes physiques du coeur : fractions de neutrons retardés et constantes de décroissance de leurs précurseurs, les termes de source et le temps de vie.

- Un terme de variation éventuelle de l'efficacité du détecteur pendant le transitoire.

Il est donc nécessaire d'estimer l'influence des imprécisions des constantes physiques sur la mesure de la réactivité.

II.2.3.1. - Formule utilisée

Pour cerner l'ordre de grandeur des imprécisions, nous considérons le cas des chutes rapides et l'estimation de la réactivité dans l'approximation "prompt-jump". Cette approximation repose sur l'hypothèse suivante : à l'instant initial, le réacteur se trouve dans un état d'équilibre, le flux neutronique se répartit selon une distribution de sources dues à la saturation des précurseurs de neutrons retardés. A l'instant immédiatement après la chute des absorbants, la distribution de source n'est pas modifiée, ceci est une conséquence de l'ordre de grandeur des constantes de décroissances des précurseurs ce qui mathématiquement se caractérise par :

$$\frac{dCi(t)}{dt} = o \text{ à l'instant to}$$

$$\frac{dCi(t)}{dt} = o \text{ à l'instant to} + \Delta t$$

En utilisant les équations de la cinétique (II.1) et l'hypothèse "prompt-jump" la variation du facteur de multiplication effectif Δk est donnée par :

$$\Delta k = \frac{1 - R}{R} - \frac{\beta}{1 - \beta} + \Delta ko \qquad (II.3)$$

$$\Delta ko = \frac{\ell \cdot S}{No} = 1 - keff_o$$

$$R = \frac{N1}{No}$$

No	:	Nombre total de neutrons à l'instant to.
N1	:	Nombre total de neutrons à l'instant to + Δt.
$k_{effØ}$	:	k_{eff} du réacteur à l'instant to.
ℓ	:	Temps de vie.
S	:	Source neutronique.

La précision relative sur Δk est donnée par :

$$\frac{\delta\Delta k}{\Delta k} = - \delta R \cdot \frac{1}{R\,(1 - R)} + \frac{\delta\beta + \delta\Delta ko}{\beta + \Delta ko} \qquad (II.4)$$

III.2.3.2. - Influence des incertitudes sur R et β

L'incertitude sur R est liée à la précision statistique des signaux délivrés par les détecteurs. Cette incertitude dépend du taux de comptage et de l'échantillonnage du signal. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta N1}{N1} + \frac{\delta No}{No} \qquad \text{Avec } \frac{\delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{\tau/F}}$$

τ	:	taux de comptage en $n/m^2/s$.
F	:	fréquence d'échantillonnage en Hz.

L'incertitude sur β est liée à l'incertitude sur les différentes fractions de neutrons retardés βi. Pour confirmer les estimations obtenues à partir de la formule simplifiée (I.4) nous avons effectué une étude cinétique par simulation.

Nous avons décrit l'évolution de la population neutronique moyenne après une chute de barres avec les fractions de neutrons retardés du jeu de référence, nous avons ensuite appliqué le code d'inversion des équations de la cinétique à ce signal simulé avec des jeux de fractions de neutrons retardés s'écartant du jeu de référence.

A la suite de cette étude, dont les résultats sont donnés ci après, il est apparu clairement que :

- la formule II.4 donne une bonne estimation de l'écart mesuré juste après la chute.

Influence de la précision sur les paramètres βi, résultats numériques :

Nous avons simulé, à partir du modèle du réacteur-point, une chute de barres qui introduisait une variation rapide du facteur de multiplication effectif de 4 000 pcm avec un temps d'insertion de 0.5 s (cet exemple correspond à un cas de chute de barres individuelle sur le réacteur "ORPHEE").

La valeur des constantes cinétiques utilisées pour cette étude sont données dans le tableau suivant :

β_{total} = 688.15 pcm
ℓ = 0.84 10^{-3} s

NUMERO DE GROUPE	βi (pcm)	λi s
1	28.4	3
2	77.74	1.13
3	267.02	0.301
4	132.5	0.111
5	148.04	0.0305
6	22.31	0.0124
7	7.88	0.277
8	2.47	0.0169
9	0.848	0.0481
10	0.407	0.0015
11	0.251	$4.28\ 10^{-4}$
12	0.283	$1.17\ 10^{-4}$

Les résultats de cette étude sont présentés dans le tableau suivant :

	$\frac{\Delta k - \Delta kref}{\Delta kref}$ estimé par la formule (III.3)	$\frac{\Delta k - \Delta kref}{\Delta kref}$ obtenu, en fonction du temps, par la simulation (%)													
		0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	5.5	6	6.5	7
Erreur de 30% sur β4, β5, β6 6.2s ≦ T ≦ 56s	13.3 %	14	16.8	17.7	18.7	19.8	20.7	21.5	22.2	22.9	23.5	24	24.6	25.1	25.6
Erreur de 30 % sur β7, β3 2.3 ≦ T ≦ 2.5	12.1 %	11.6	11.9	11.9	10.7	10.4	9.4	8.6	7.8	7.2	6.6	6	5.5	4.95	4.45
Erreur de 30 % sur β1, β2 0.23 ≦T≦ 0.61s	4.7 %	3.05	1.05	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Erreur de 30 % sur Tous les groupes	30.3 %	30.2	31.7	31.8	31.5	31.4	31.3	31.2	31.17	31.11	31.13	31.1	31.1	31	31

II.2.3.3. - Influence des incertitudes sur les sources

L'incertitude sur Δko est liée à l'incertitude sur le terme source. Δko est donné par la formule suivante :

$$\Delta ko = \frac{\ell . S}{No} \qquad (II.5)$$

Si nous notons :

Po niveau de puissance initial du réacteur en watt.
μ nombre de joules par fission.
Σ_f section de fission.
v vitesse moyenne des neutrons.

Po est donné par : $Po = \mu \Sigma_F No.v.$

Le réacteur étant initialement très proche de la criticité nous avons :

$$1 \# \frac{1}{v.\nu.\Sigma f}$$

Pour une source donnée, le terme Δko et donc δΔko sera d'autant plus petit que Po sera grand. Connaissant l'importance de la source dans le réacteur lors des expériences, il faudrait calculer le niveau de puissance requis pour assurer une incertitude relative sur Δk due à Δko de 5 ‰.

Nature des sources

Le terme source est dû :

- aux sources de démarrage, dans le cas des réacteurs PWR, nous verrons que ces sources sont très faibles par rapport au niveau de puissance durant les mesures.
  Par contre dans le cas de réacteurs expérimentaux, nous aurons des sources de démarrage importantes. Ces sources seront retirées pour les mesures d'antiréactivité des barres de commande.

- Aux neutrons dus aux réactions (γ,n) des produits de fissions émetteurs de photon de période longue (T>10 mn) qui auraient été accumulés au cours du fonctionnement du réacteur avant les essais. (Photoneutrons dont les précurseurs ne sont pas à priori à l'équilibre du niveau de flux). Leur évolution est négligeable durant les essais, nous les considérons comme des termes sources. (Ces photoneutrons existent lorsqu'il y a présence d'eau lourde).

Nous reprendrons dans chacun des cas étudiés, l'estimation de la précision de la mesure.

II.2.4. - Traitement des informations

Nous décrivons dans ce paragraphe l'ensemble du matériel qui a été utilisé pour analyser les expériences. L'ensemble des signaux a été enregistré sur l'enregistreur magnétique analogique SCHLUMBERGER 5530, nous disposons sur ce type d'appareil de 14 voies de lecture et d'enregistrement.

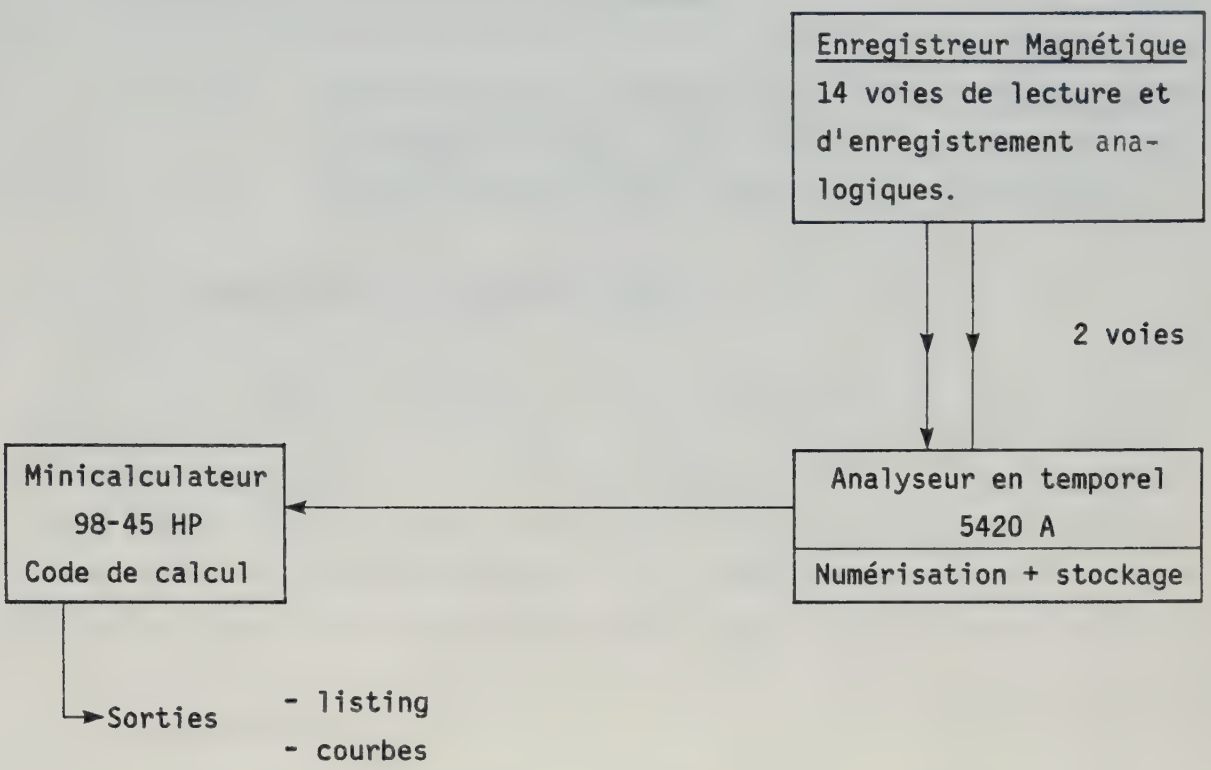
Ces signaux ont ensuite été traités en laboratoire à l'aide d'une analyseur de signal temporel de type 5420 HP.

Après avoir choisi la fréquence d'échantillonnage du signal, l'analyseur numérise une partie de ce signal, en fonction de la fréquence d'échantillonnage choisie, sur 1024 mots de 12 bits, la durée du signal numérisé sera donc égal à 1024 ΔT. Ce signal est ensuite transmis par bloc de 1024 mots à un minicalculateur 98-45 de HP.

Nous avons implanté sur ce minicalculateur un code de calcul d'inversion des équations de la cinétique, ce code est programmé en langage BASIC. Ce minicalculateur travaille en interprétation, à chaque pas, il interprète et traduit en langage machine l'instruction programmée. Ce mode de traitement entraîne un temps de résolution assez long. Les sorties se présentent sous forme de courbes ou de listing donnant la variation du coefficient de multiplication effectif au cours du temps.

Cet ensemble de mesures est facilement transportable, lors des essais sur réacteurs, les expériences sont analysées au fur et à mesure que celles-ci sont terminées et enregistrées.

Nous pouvons donner un schéma de ce système de traitement :



II.2.5. - Conclusion

La méthode du relevé de trace de puissance dans le cas de chute rapide peut être utilisée pour mesurer l'antiréactivité intégrale des barres de commande d'un réacteur.

Cependant certaines conditions doivent être établies, à savoir :

- Le réacteur doit être initialement à un niveau de puissance tel que les effets de contre-réaction soient négligeables, le facteur de multiplication effectif ne dépendant alors que de la position des barres $X\ell$ et de la concentration en bore C_B, de telle sorte que, après l'insertion complète des barres, $k_{eff}(t)$ reste constant.

- Les détecteurs utilisés doivent avoir une efficacité dont la variation au cours du temps soit la plus faible possible. Pour cela, il faut que ces détecteurs intègrent le flux neutronique sur un volume aussi grand que possible. D'autre part, nous avons vu que l'insertion rapide des barres de commande permettait de minimiser la variation de l'efficacité du détecteur.

II.3. - Application de la méthode du relevé de trace de puissance dans le cas de chute rapide à la mesure de l'antiréactivité des (N-1) grappes sur un réacteur PWR.

II.3.1. - Description d'un réacteur PWR. /5/

Ce type de réacteur a été classé dans la filière à eau ordinaire, l'eau ordinaire présentant les particularité d'être à la fois le fluide caloporteur et le milieu modérateur. Dans le cas des PWR, l'eau chaude sort du coeur en phase liquide et doit donc être maintenue à une certaine pression dépendant de la température de l'eau. Une centrale électronucléaire de type PWR comporte deux circuits essentiels.

- Circuit primaire

Le rôle du circuit primaire est de véhiculer les calories produites par le coeur vers le secondaire pour y produire de la vapeur. Le circuit primaire est constitué schématiquement, par le coeur, 3 boucles de refroidissement et le pressuriseur.

Dans le coeur, la chaleur libérée par les fissions dans le combustible est cédée à l'eau.

Chaque boucle comprend une pompe de circulation, un générateur de vapeur et les tuyauteries de liaisons nécessaires.

Dans le générateur de vapeur l'eau primaire cède ses calories à un circuit d'eau secondaire puis est reprise par la pompe qui la renvoie au réacteur.

- Circuit secondaire

L'eau vaporisée du circuit secondaire passe à travers une turbine puis un condenseur et enfin un poste d'eau qui la renvoie aux générateurs de vapeur.

La figure II.1 donne un schéma de l'ensemble du réacteur.

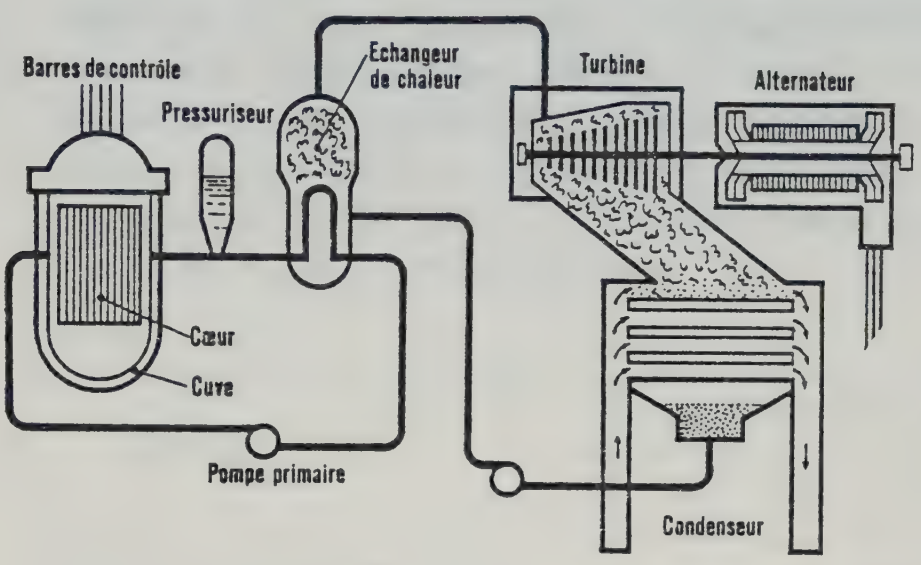


FIGURE II.1

- Caractéristiques des barres de commande sur un réacteur PWR. /6/

Comme nous l'avons vu, les barres de commande d'un réacteur sont un important moyen de contrôle de la réactivité, aussi leurs caractéristiques doivent permettre de suivre l'ensemble des besoins.

Elles ont été divisées en deux catégories : les grappes de régulation et les grappes d'arrêt.

Les grappes de régulation peuvent être présentes dans le coeur lors du fonctionnement en puissance ; elles sont utilisées pour assurer la régulation et contrôler la distribution de puissance.

Les grappes d'arrêt permettent de disposer d'une marge d'antiréactivité suffisante en cas d'incident grave.

Les grappes de régulation sont divisées en plusieurs groupes, chaque groupe ayant une antiréactivité suffisante pour satisfaire aux exigences du contrôle telles qu'elles ont été décrites précédemment. Lors des calculs de conception des barres de commande, on doit tenir compte du fait que toute baisse de puissance est suivie d'un apport de réactivité dû à différents effets que nous avons décrit précédemment et que l'on rassemble sous le nom d'effet de puissance. Lorsque l'on doit procéder à un arrêt du réacteur par insertion de toutes les grappes, l'antiréactivité introduite doit être telle qu'elle puisse empêcher ou retarder une remontée en puissance et ceci quelque soit l'état du réacteur. On définit une marge d'antiréactivité qui est de 1 000 pcm en début de cycle et de 1 770 pcm en fin de cycle. (Le calcul de la marge d'antiréactivité est détaillé dans le tableau suivant).

ETAPES DE CALCUL	REACTIVITE (pcm)	
	DEBUT CYCLE	FIN DE CYCLE
Efficacité des grappes, état du réacteur chaud, puissance nulle		
(1) Efficacité des 53 grappes	- 9 065	- 9 000
(2) Valeur de la grappe la plus antiréactive	1 492	1 970
(1) + (2)	7 573	- 6 327
(3) Valeur nette des 52 grappes (avec marge supplémentaire de de 10% liée aux incertitudes)	- 6 818	- 6 327
Insertion de réactivité passage de l'état du réacteur chaud, pleine puissance à l'état du réacteur chaud puissance nulle.		
Effet d'insertion	+ 500	+ 500
Effet Doppler	+ 1 384	+ 1 190
Effet Modérateur	+ 86	+ 50
Effet de vide	+ 50	+ 50
Effet de redistribution	+ 300	+ 850
(4) Effet total	+ 2 320	+ 3 600
Marge d'antiréactivité (3) + (4)	- 4 498	- 2 727
Marge d'antiréactivité requise	- 1 000	- 1770

La figure II.2 donne la position des grappes de contrôle et d'arrêt dans le cas d'un réacteur PWR.

Les grappes G sont dites "grises" par opposition à l'ensemble des autres grappes qui sont dites "noires". Elles ont un pouvoir absorbant moins important. Elles sont utilisées essentiellement pour la régulation.

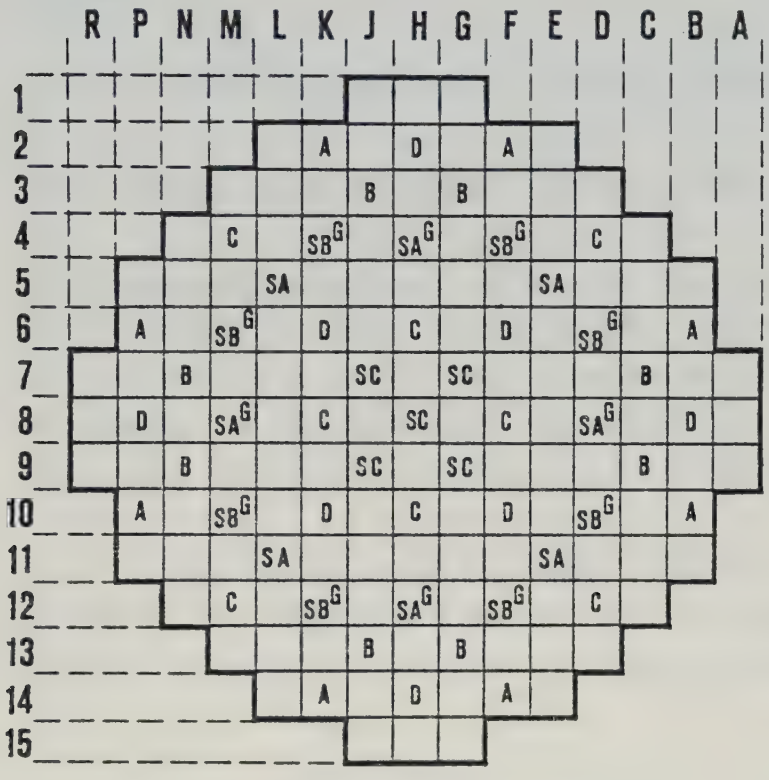


FIGURE II.2.

II.3.2. - Description de l'instrumentation

Sur un réacteur de type PWR, nous avons deux types d'instrumentation pouvant donner des informations sur le comportement du flux neutronique dans le coeur.

- L'instrumentation Interne : elle fournit des informations qui permettent de suivre la distribution de puissance dans le coeur.

  Ces détecteurs donnent une image très locale du flux, aussi, pour avoir une idée de la distribution du flux, il faut déplacer ces détecteurs. En effet, ceux-ci peuvent être déplacés par commande à distance par des cables téléflex creux.

Cinq détecteurs, chacun asservi à une unité de commande et capable d'explorer à tour de rôle, grâce à un aiguillage, dix canaux, peuvent être déplacés simultanément.

L'usage de ces détecteurs mobiles permet de connaître avec une grande précision la carte de flux, étant donné :

- qu'ils peuvent à tout moment être étalonnés, l'un par rapport à l'autre.

- qu'ils assurent une exploration axiale continue.

- leur système de positionnement est très précis.

- L'instrumentation externe : Elle est constituée de trois chambres qui entourent le coeur. Chaque chambre intègre le flux axialement sur une moitié de coeur. Ces chambres sont utilisées lors du fonctionnement du réacteur pour déterminer le niveau de puissance. Elles sont utilisées également pour le pilotage.

La figure II.3 donne le schéma d'implantation de l'instrumentation interne des réacteurs à eau préssurisée. La figure II.4 donne la position de l'instrumentation interne et externe par rapport au coeur.

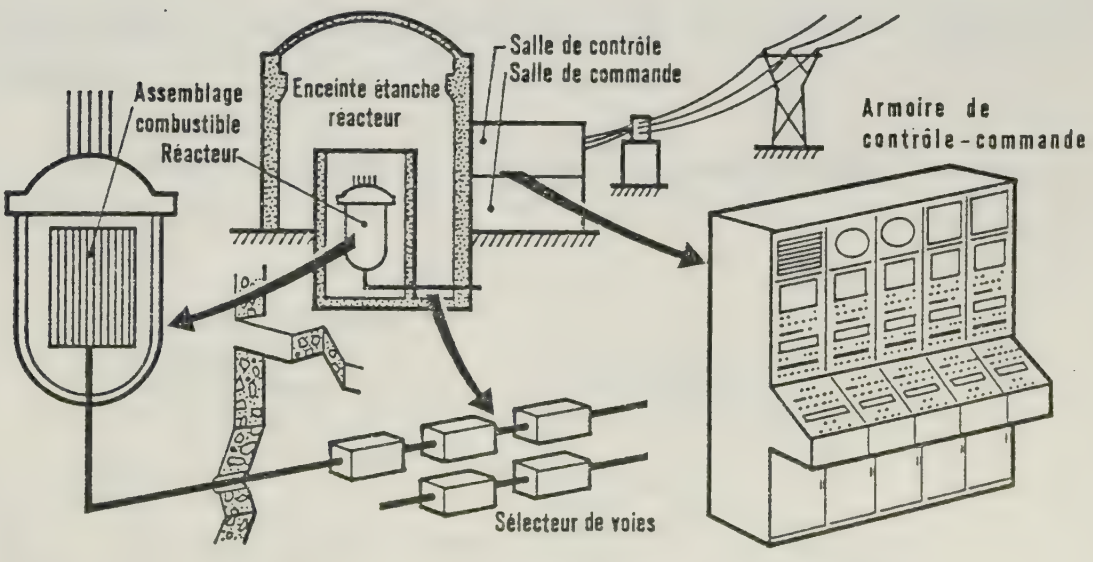


FIGURE II.3.

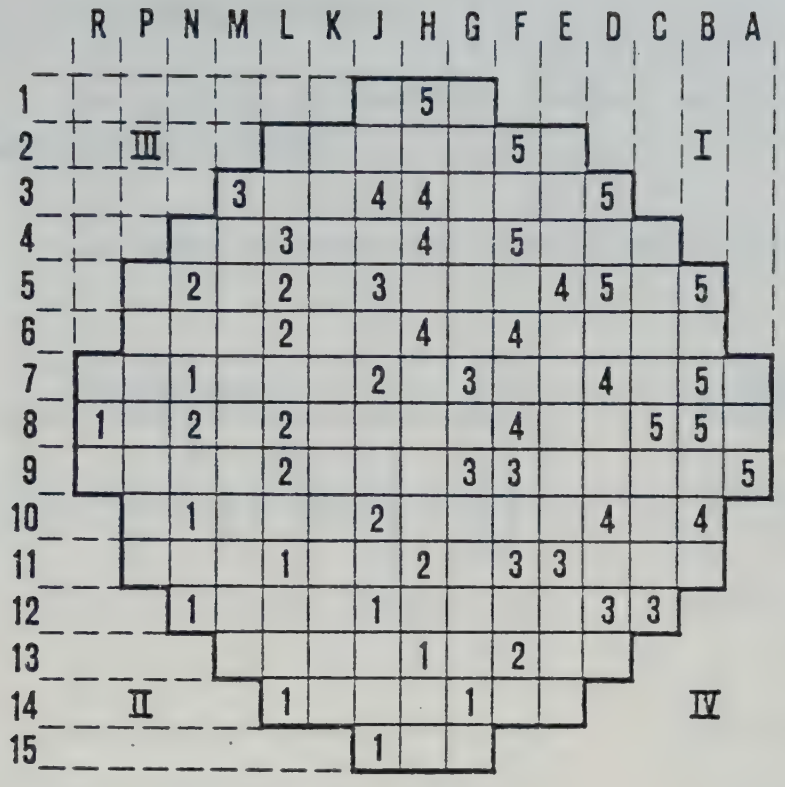


FIGURE II.4.

- Les numéros 1, 2, 3, 4 et 5 donnent l'ensemble des canaux dans lesquels peuvent être placés les détecteurs internes.

- Les numéros I, II, III, IV donnent les positions des détecteurs externes.

Le conditionnement des signaux de chaques chambre se fait de la manière suivante :

a. - Chambres Incore

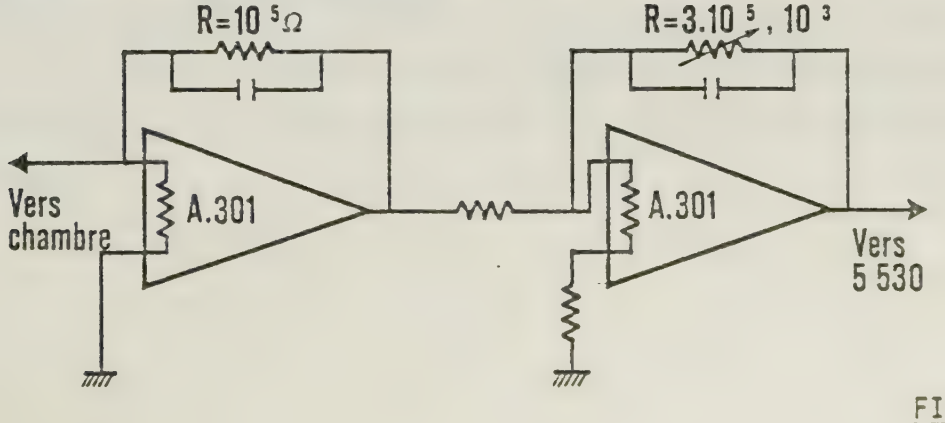


FIGURE II.5.

b. - Chambres Excore

Les signaux provenant des chambres excore sont amplifiés par des amplificateurs PRESTON.

Le schéma d'ensemble du montage est représenté par la figure II.6.

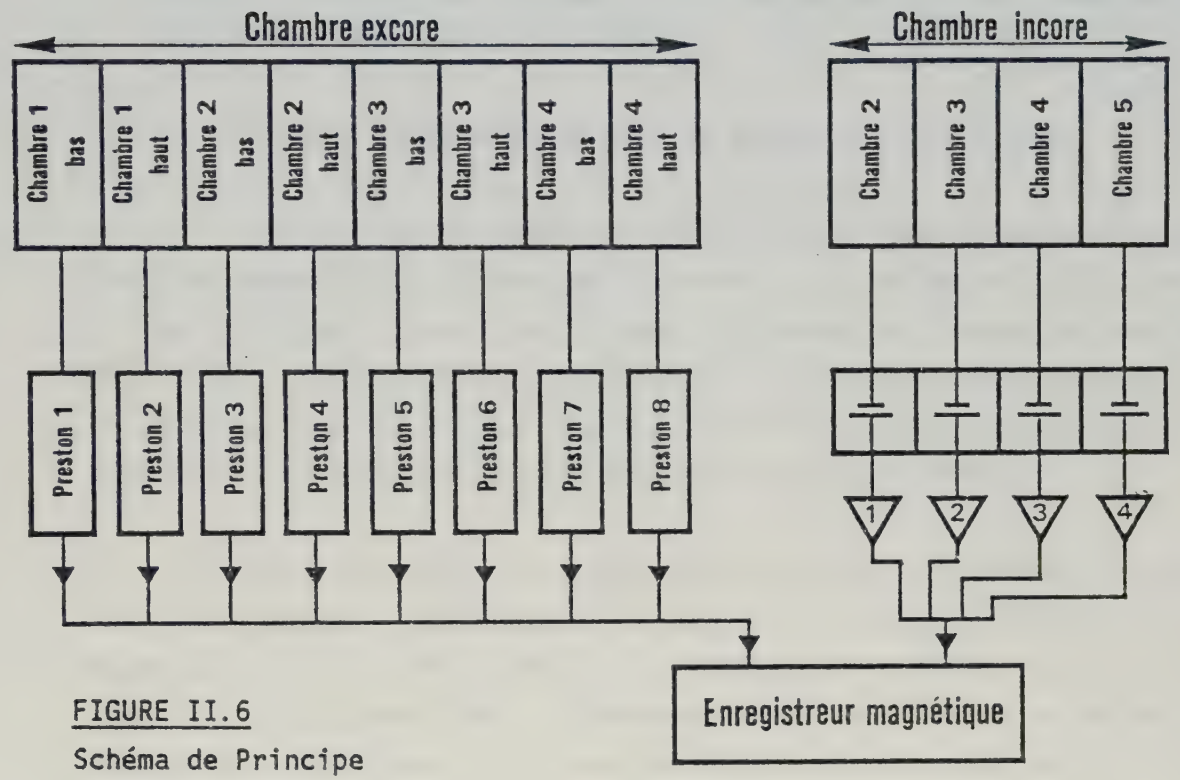


FIGURE II.6
Schéma de Principe d'enregistrement.

II.3.3. - Intérêt de la mesure de l'antiréactivité des (N.1) grappes.

Dans le cadre de la qualification de la mesure de l'antiréactivité des groupes de barres par la méthode de l'analyse de la trace de puissance dans le cas de chutes rapides, des essais ont été proposés afin de pouvoir utiliser cette procédure ; en particulier dans les situations où la méthode classique par compensation borique serait en défaut.

L'intérêt de cette méthode apparaît bien pour les deux cas suivants :

- Elle est applicable en fin de vie où les actions sur la chimie (Dilution, borication) sont difficiles.

- C'est la seule applicable pour la mesure de l'efficacité d'un nombre important de grappes en fin de cycle où l'antiréactivité ne peut être compensée par dilution.

- La procédure expérimentale mise en oeuvre est très simple.

Les barres de commande d'un réacteur ont de multiples fonctions notamment celle d'assurer le contrôle et la protection du coeur. En cas d'incident grave, leur chute doit permettre l'arrêt du réacteur. Des critères de sûreté ont été définis, l'un d'eux demande que l'arrêt du réacteur doit être possible par chute de l'ensemble des barres, en supposant que la grappe la plus antiréactive reste coincée.

Actuellement, il n'existe aucune méthode expérimentale qualifiée pour mesurer l'antiréactivité des (N-1) grappes en fin de cycle ; seuls des calculs prévisionnels donnent une estimation de cette grandeur. Il serait donc très intéressant d'avoir une mesure expérimentale plus précise qui permettrait une meilleure estimation des marges disponibles vis-à-vis des limites de protection. Il serait, d'autre part, intéressant de pouvoir mesurer d'autres configurations de barres, pour cela un programme complémentaire sera effectué ; dans un premier temps la configuration (N.1) grappes offre la particularité d'être une configuration dissymétrique, ce qui augmente les difficultés en ce qui concerne l'interprétation des signaux mesurés puisqu'on alliera un important effet en réactivité à des basculements de flux.

II.3.4. - Résultats expérimentaux

II.3.4.1. - Conditions expérimentales.

La partie expérimentale de cette étude a fait l'objet de deux campagnes de mesures, en début de vie, à faible puissance sur le réacteur Tricastin I. Ces expériences ont été éffectuées au cours des essais de démarrage du réacteur, la première a été faite à une puissance de 0.5 % de la puissance nominale, la seconde à 4 % de la puissance nominale.

La mesure se déroule de la façon suivante :

1 - Divergence du réacteur.

2 - Stabilisation à la puissance choisie pendant un temps au moins égal à 7 mm pour que les précurseurs de neutrons retardés soient à saturation.

3 - Chute des (N-1) grappes.

4 - Suivi de la trace de puissance pendant quelques minutes après la chute des barres. L'enregistrement des signaux commence une minute avant l'ordre de chute des grappes.

Nous avons enregistré simultanément :

- les signaux des chambres incore (quatre chambres étaient disponibles par ces essais).

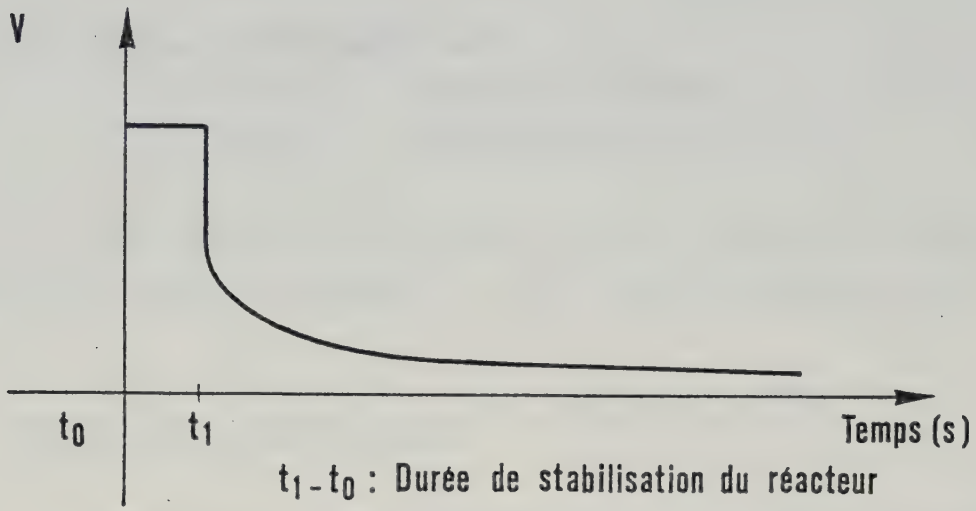
- Les signaux des chambres excore.

- Le signal de position des barres. L'enregistrement de ce signal nous a permis de recaler en temps la variation des informations des chambres en fonction de l'altitude des barres (Annexe G).

II.3.4.2. - Dépouillement des expériences.

L'ensemble des signaux enregistrés au cours des expériences ont été traités en laboratoire à l'aide de l'ensemble du matériel de traitement de l'information décrit au paragraphe III.2.4.

Pour une voie de mesure, la variation du signal en fonction du temps est représentée de la manière suivante :



$t_1 - t_0$: Durée de stabilisation du réacteur

t_1 : Instant de chute des barres

Il faut noter que théoriquement la valeur assymptotique du signal (t>5 mn) doit être nulle, car il ne doit plus rester de neutrons dans le réacteur (D'autre part, le réacteur étant à faible puissance et en début de vie, le rayonnement gamma détecté par les chambres est pratiquement nul).

Or nous constatons que ce signal n'est pas nul mais à une valeur de quelques millivolts ; ceci est dû à l'influence de la chaîne de mesure notamment à l'amplification des signaux. En effet le système d'amplification est composé d'amplificateurs opérationnels qui doivent être compensés, une tension d'offset doit être ajustée de telle sorte qu'à une entrée nulle corresponde une sortie nulle.

Si cet ajustement est mal fait, il se superpose alors au signal représentatif du flux neutronique, une tension continue.

Il faut donc soustraire au signal enregistré une tension continue de telle sorte que les résultats soient physiquement corrects.

Nous trouverons en annexe F les détails de cette étude.

II.3.4.3. - Résultats expérimentaux.

Pour les deux essais, la configuration initiale des barres était la suivante :

Toutes barres hautes sauf :

1° essai : groupe D à 184 pas.

2° essai : groupe D à 198 pas.

(La concentration en bore ne suffit pas pour maintenir le réacteur critique, le groupe D doit être inséré de quelques pas).

- Position des chambres incore.

Nous avons vu dans le paragraphe II.3.2. que l'instrumentation interne du réacteur permettait de suivre la distribution de puissance dans le coeur. Nous savons que nous avons la possibilité de placer cinq chambres dans cinquante canaux différents, ce qui nous donne un ensemble important d'informations.

Pour pouvoir tirer le maximum d'informations de cette instrumentation, il faudra disposer les chambres de telle sorte que l'on puisse étudier l'importance des basculements de flux.

Pour cela il faut calculer un ensemble de coefficients α dont l'expression est :

$$\alpha = \frac{\text{Puissance relative moyenne (Barres hautes)}}{\text{Puissance relative moyenne (Barres basses)}}$$

Ces coefficients sont calculés à partir de cartes de distribution de puissance barres hautes et barres basses.

Ces cartes de distribution de puissance ont été établies en fonction de calculs statiques, pour un état critique avec ou sans barres. Ces indications sont utiles dans la mesure où nous souhaitons placer des détecteurs dans des positions non perturbées. Cependant, il est clair que ces coefficients ne peuvent pas être utilisés pour d'éventuelles corrections car ceux-ci ont été calculés en fonction de calculs statiques qui ne correspondent pas à l'état physique du réacteur après l'insertion des absorbants.

La figure II.7 donne la position radiale des chambres incore :

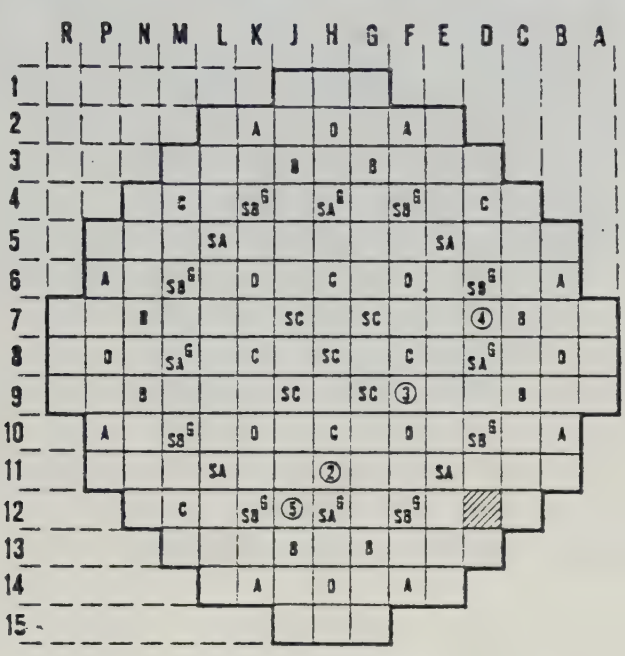


Figure II.7.a

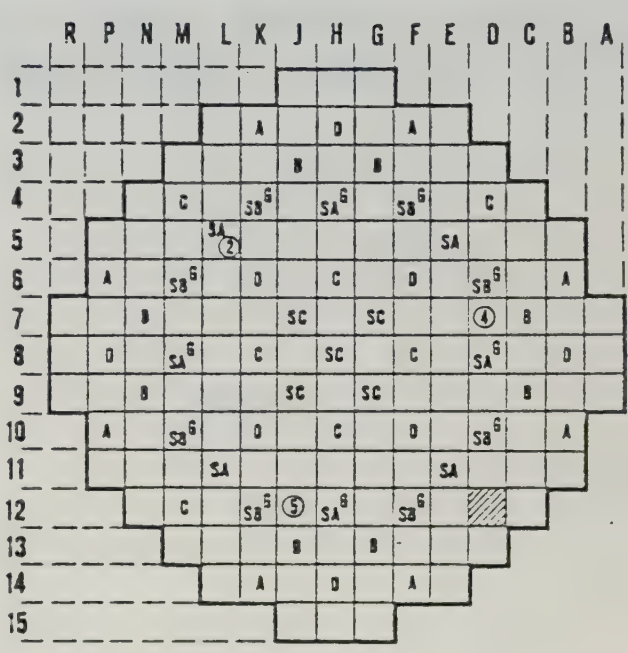


Figure II.7.b

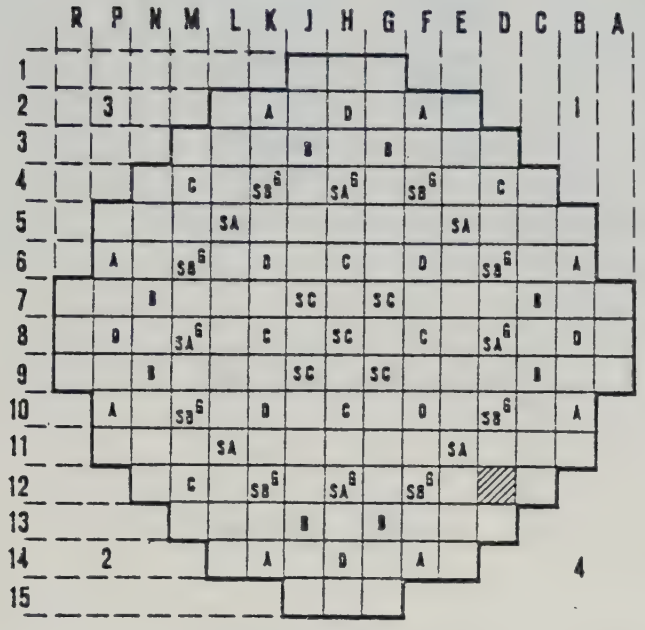
La grappe D.12 est celle qui reste coincée.

Dans les deux expériences nous avons placé les chambres 5 et 4 dans les mêmes canaux, ce qui nous permettra de vérifier la reproductibilité de la méthode (Ces canaux devant être peu perturbés).

Le détecteur 2 est placé pour la deuxième expérience dans une zone très perturbée. Cela permettra de vérifier que les coefficients α ne sont pas applicables pour d'éventuelles corrections.

- Position des chambres Excore.

Ces détecteurs sont fixes. Ils sont au nombre de huit et sont disposés de manière symétrique. Chaque détecteur intègre axialement le flux sur une moitié de coeur. Ces détecteurs intégrant le flux sur un grand volume, ils seront moins sensibles aux différents basculements de flux. La figure II.8 donne la position de ces détecteurs.



A chaque numéro sont associées deux chambres, une dans la partie haute, une dans la partie basse.

Figure II.8.

- Valeurs expérimentales. Analyse des résultats.

Après avoir dépouillé l'ensemble des signaux enregistrés, par inversion des équations de la cinétique et ajustement des tensions résiduelles, nous obtenons un ensemble de résultats qui est présenté sous forme de tableaux et de courbes.

Il faut noter que ces résultats sont des valeurs brutes (sans correction).

L'ensemble des résultats se trouve dans les tableaux suivants :

- Chambres excore.

1ère expérience (pcm)	2ème expérience (pcm)	Ecart (pcm)
1 haute : 8 791 1 basse : 8 923	1 haute : 8 942 1 basse : 8 984	+ 151 + 61
2 haute : 8 939 2 basse : 8 891	2 haute : 8 683 2 basse : 8 698	- 256 - 193
3 haute : 9 034 3 basse : 8 855	3 haute : 8 738 3 basse : 8 869	- 296 - 14
4 haute 4 basse * 7 414	4 haute : 7 216 4 basse : 7 526	- 48
	Ecart Moyen : 2.1	- 76

* : Somme des courants des sections hautes et basses de la chambre 4.

- Chambres Incore.

1ère expérience					2ème expérience			
Nº Chambre	Position Radiale	Altitude (mm)	** α	Δρ(pcm)	Position Radiale	Altitude (mm)	** α	Δρ(pcm)
5	I12	1 647	1.03	8 323	J12	1 830	1.03	8 538
4	D7	2 622	1.03	7 947	D7	1 830	1.03	8 537
3	F9	2 622	0.79	8 927	-	-	-	-
2	H11	53	0.70	*	L5	1 830	15.2	9 045

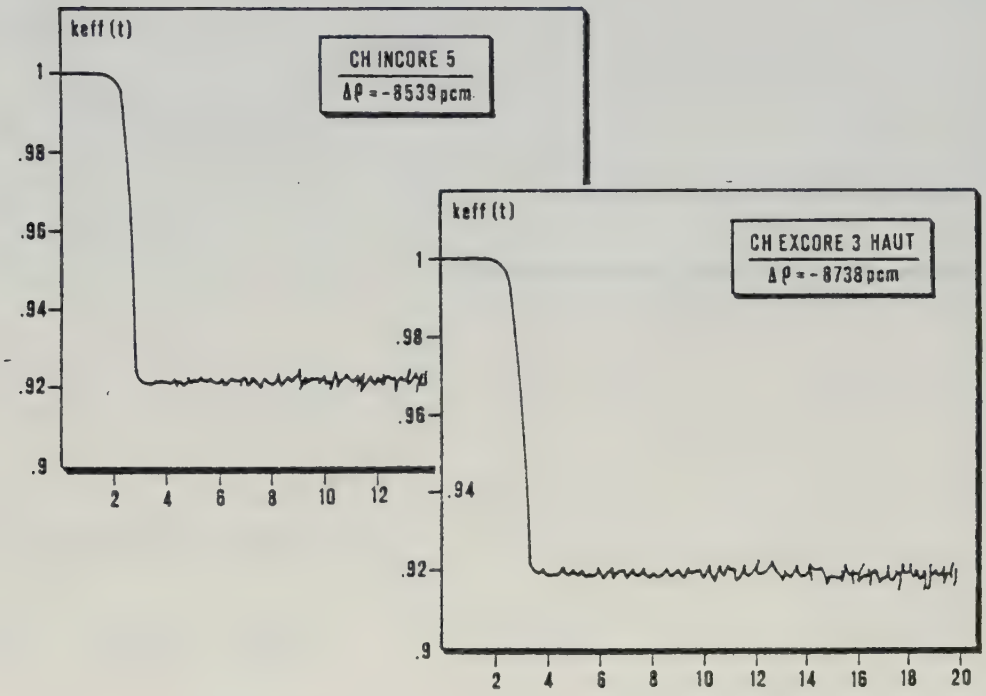
Plan médian coeur : 1 830 mm.

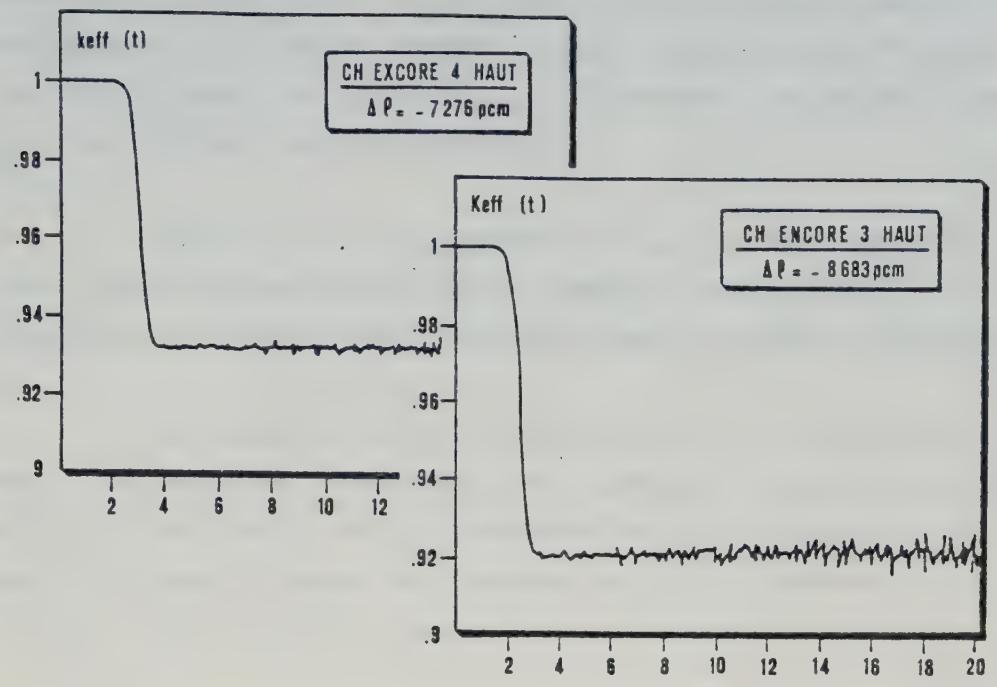
* Chambre très bruitée : impossible de déterminer la valeur assymptotique.

** α n'a pas été utilisé pour des corrections. Il a simplement servi au choix de la position des chambres.

Nous donnons également quelques exemples de courbes obtenues à partir de l'inversion des équations de la cinétique sur un signal représentant la variation de la population neutronique.

Les figures II.9 a.b.c.d donnent la variation du facteur de multiplication effectif au cours du temps :





- Analyse des résultats

1ère : Chambres Excore

Nous obtenons comme valeurs moyennes sur l'ensemble des résultats :

Expérience 1 : 8 533 pcm
Expérience 2 : 8 457 pcm

Nous constatons que sur le plan de la reproductibilité entre les deux essais, les résultats sont satisfaisants, l'écart moyen entre les deux expériences étant de 76 pcm.

Nous observons que la valeur obtenue à partir des signaux des chambres excore haute et basse N°4, est inférieure de 13 % à la valeur moyenne, ceci est lié à la position radiale de cette chambre (Fig.II.8) par rapport à la grappe bloquée (D.12), donc par rapport au gradient de flux radial dans le coeur. En ce qui concerne les autres chambres, il n'y a pas d'effet spatial significatif.

D'autre part la perturbation qui a été introduite dans le coeur (Insertion rapide des (N-1) grappes) est homogène, en ce sens que les grappes se répartissent géographiquement de manière équitable.

Les chambres excore sont sensibles aux neutrons qui fuient du coeur, ces neutrons proviennent des couronnes d'assemblages situés à la périphérie du coeur, on la perturbation étant homogène, nous pouvons considérer que la somme des signaux des huit chambres est bien représentative du flux neutronique moyen dans le coeur.

2ème : Chambres Incore

Nous constatons que des chambres situées dans les zones peu perturbées ($\alpha \cong 1$), donnent des résultats voisins de la valeur moyenne obtenue à partir des chambres excore.

Par contre, dans le cadre de la 2ème expérience, la chambre 2 qui était située dans une zone très perturbée donne un résultat qui est beaucoup moins élevé que celui auquel on pourrait s'attendre.

- Interprétation physique

Un résultat important de cette étude aura été de confirmer ce qui a été dit au paragraphe II.2.2, à savoir que les effets des basculements de flux sont moins importants que ceux qui étaient prévus, du fait de l'insertion rapide des absorbants. Les résultats obtenus à partir des chambres excore le montrent.

D'autre part, les coéfficients α calculés à partir des cartes de distribution de puissance ne sont pas applicables directement pour effectuer des corrections (Expérience 2 : chambre incore 2).

L'état physique du réacteur qui est pris en compte pour les calculs de distribution de puissance est complètement différent de celui que l'on a réellement après l'insertion des absorbants. En effet, ces calculs sont faits à partir d'un état critique alors qu'après l'insertion des absorbants, le réacteur se trouve dans un état sous-critique avec une évolution de la distribution de source due aux précurseurs de neutrons retardés.

Pour avoir des coefficients plus proches de la réalité, il faudrait faire un calcul statique dans un état sous-critique avec une distribution de source appropriée.

II.3.5. - Précision de la mesure

- Incertitude due à la source

Si on reprend l'équation (II.3) donnant la variation du k_{eff} dans l'hypothèse prompt-jump :

$$\Delta k = \frac{1 - R}{R} \left(\frac{\beta}{1 - \beta} + \Delta ko \right) \# \frac{1 - R}{R} (\beta + \Delta ko)$$

$$\text{Avec : } R = \frac{N_1}{N_0} \quad \text{et } \Delta ko = \frac{\mu . S}{\nu . P}$$

NO : Nombre de neutrons à l'instant initial to.
N1 : Nombre de neutrons à l'instant t_1.
μ : Puissance dégagée par fission.
ν : 2.57 neutrons émis par fission.
S : terme de source ($\cong 8\ 10^8$ n/s).
P : Puissance de fonctionnement en watt.

Pour que l'incertitude relative sur Δk liée à l'imprécision sur le terme source soit inférieure à 0.5 ‰ il faut que :

$$\frac{\delta \Delta ko}{\beta + \Delta ko} \leqq 0.5\ ‰$$

Avec $\delta\Delta ko = \frac{\mu}{\sqrt{}} \cdot \frac{\delta S}{P}$

Si on considère une incertitude de 50 % sur le terme source, la puissance minimale requise pour que l'on ait :

$$\frac{\delta\Delta ko}{\beta + \Delta ko} < 0.5\ \%_o$$

est :

$$P \geq \frac{\mu}{0.5\ 10^{-3} .\sqrt{}.\beta} (\delta S - 0.5\ 10^{-3}\ S)$$

La puissance minimale est :

$$P = \frac{999}{\beta} \cdot \frac{\mu}{\sqrt{}} \cdot S$$

Les expériences ont été faites au cours des essais de démarrage du réacteur, nous étions donc en présence de deux sources de californium de 200µCi.

Le niveau de puissance requis est donc de 1 400 watt ce qui est nettement inférieur aux valeurs de stabilisations utilisées pour chacune des expériences.(1400 watt = $5.09\ 10^{-5}$. % PN).

Pour un redémarrage en fin de cycle, ces sources ne sont plus utiles puisque nous avons les sources dues aux réactions (α,n) sur l'oxygène, de fissions spontanées, nous sommes donc conduit à une valeur de $S < 4.10^{10}$ n/s. /7/.

Pour cette nouvelle valeur de la source, il faudra stabiliser la puissance à une valeur minimale de 70 kw soit de l'ordre de 2.10^{-5} PN. Pour cette nouvelle hypothèse nous n'avons pas de problèmes compte tenu des niveaux de puissance auxquels nous serons amenés à travailler en fonction de la sensibilité des chambres de mesure.

Nous aurons toujours une incertitude relative sur Δk total, due à l'imprécision sur le terme source, très inférieur à 0.5 ‰ (4 pcm).

- Incertitudes dues à R et β

L'incertitude sur R est liée à la précision statistique des signaux délivrés par les détecteurs.

Le taux de comptage des détecteurs est fonction de la puissance de fonctionnement du réacteur.

Dans le cas de la deuxième expérience nous avons stabilisé le réacteur à 4 % de la puissance nominale ce qui correspond aux taux de compage suivants :

- Chambres Incore : $\tau o = 16\ 10^{6}$ c/s.
- Chambres Excore : $\tau o = 16\ 10^{6}$ c/s.

Sachant que les signaux ont été échantillonnés à une cadence d'échantillonnage de 20 ms, la précision statistique à l'instant initial sera pour chaque type de détecteur :

- Chambres Incore : $\frac{\delta No}{No} = \frac{1}{\sqrt{\tau o \times T}} = 0.18\ \%$

- Chambres Excore : $\frac{\delta No}{No} = 0.18\ \%$

Le facteur R fait intervenir le flux neutronique à l'instant to + Δt, Δt étant la durée de la chute de barre. Il faut estimer cette valeur sachant que l'antiréactivité introduite est de l'ordre de 8 500 pcm. On a donc une variation du facteur de multiplication effectif Δk = 7 384 pcm sachant que β = 692.95 pcm, nous avons :

$$R = \frac{1}{1 + \frac{1 - \beta}{\beta} \Delta k}, \quad R = 0.0863$$

Sachant que le taux de comptage est proportionnel au flux neutronique nous avons : $\tau_1 = R.\tau o$, ce qui donne :

- Chambres incore : $\tau_1 = 1.38\ 10^{5}$. c/s
- Chambres excore : $\tau_1 = 1.38\ 10^{6}$. c/s

De ce fait la précision statistique à l'instant $t_1 = to + \Delta t$ sera :

- Chambres incore : $\frac{\delta N1}{N1} = \frac{1}{\sqrt{\tau 1 \times T}} + 0.6\ \%$

- Chambres excore : $\frac{\delta N1}{N1} = 0.6\ \%$

L'incertitude sur R est donnée par :

- Chambres incore : $\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta NO}{NO} = 0.78\ \%$

- Chambres excore : $\frac{\delta R}{R} = 0.78\ \%$

L'incertitude sur β est liée à l'incertitude sur les fractions de neutrons retardés (βi), en général celles-ci sont bien connues. Nous estimons cependant que l'incertitude sur β peut-être majorée par 0.6 %.

- <u>Récapitulatif des incertitudes</u>

Pour la mesure intégrale de l'antiréactivité des (N.1) grappes nous avons :

$\Delta\rho = 8500$ pcm

$\frac{\delta R}{R} = \begin{cases} \text{Chambres Incore : } 0.78\ \% \\ \text{Chambres Excore : } 0.78\ \% \end{cases}$

$\frac{\delta\beta}{\beta} = 0.6\ \%$

$\frac{\delta\Delta ko}{\beta + \Delta ko} \leqq 5\ \%_o$

Nous avons donc :

$$\frac{\delta\Delta k}{\Delta k} = 1.88\ \%$$

II.3.5. - Conclusion

Dans le cadre de la qualification de la mesure de l'antiréactivité des barres de commande par la méthode du relevé de trace de puissance, la configuration (N-1) grappes est, au départ, pénalisante pour la méthode, en particulier :

- Pour les effets d'espace.
- Pour les variations d'amplitude du signal.

Si l'on examine les résultats obtenus, tant sur le plan de la dispersion des résultats au cours d'une même expérience que sur le plan de la reproductibilité entre les deux essais, compte-tenu des incertitudes que l'on a sur une mesure, nous constatons que les résultats sont satisfaisants.

Les résultats de la première expérience obtenus à partir des chambres incore sont plus dispersés, cependant l'incertitude sur ces mesures sont plus importantes du fait du niveau de puissance plus faible (0.5 % PN) de stabilisation du réacteur.

Comme nous l'avions déjà dit les effets d'espace interviennent de manière beaucoup moins importante que ce que l'on avait pu le penser. Les chambres excore sont plus qualifiées pour ce type de mesure car elles intègrent le flux neutronique sur un grand volume, la moyenne des signaux des huit chambres excore représente l'évolution du flux neutronique moyen, les chambres incores, placées dans des zones peu perturbées, devraient confirmer les résultats obtenus à partir de l'instrumentation externe.

Nous avons montré également qu'il était très important de contrôler l'influence de la chaîne de mesure, notamment au niveau de l'ajustement des tensions d'offset des amplificateurs.

Nous pouvons donc considérer que la méthode est validée pour la configuration (N-1) grappes, qu'elle peut être appliquée pour une mesure en fin de cycle.

En ce qui concerne l'ensemble de la méthode, un programme complémentaire sera effectué et analysé de façon complète.

Cependant pour une meilleure utilisation de l'instrumentation interne du réacteur, il serait souhaitable de pouvoir étudier les effets d'espace à partir de calculs plus performants à savoir :

- Calcul statique en sous-critique avec une distribution de sources appropriées.

- Utilisation d'un code de calcul de cinétique spatiale (CRONOS) dans le cas de chute de barres.

(Cette étude n'a pu être faite par manque de temps).

II.4. - Application de la méthode du relevé de trace de puissance dans le cas de chute rapide pour la mesure de l'antiréactivité des barres de commande sur un réacteur expérimental "ORPHEE".

II.4.1. - Description du réacteur "ORPHEE" /8/

ORPHEE est un réacteur nucléaire de recherche, de type piscine, conçu pour la production de faisceaux de neutrons. Sa puissance thermique est de 1 400 w. Le flux maximal de neutrons utiles est de l'ordre de 3.10^{14} $n/cm^2.s$.

ORPHEE fonctionnera dans le cadre de recherches utilisant les faisceaux de neutrons, celles ci ayant pour but de comprendre de manière approfondie les propriétés physiques de la matière, propriété mécaniques, thermiques, électriques, magnétiques.

II.4.1.1. - Description générale du coeur.

Le coeur du réacteur est constitué de plaques d'un alliage d'aluminium et d'uranium enrichi à 93 % d'isotope 235. Il est très compact, il peut, de ce fait, donner une source intense de neutrons.

Il est refroidi à l'eau légère et entouré d'un réflecteur d'eau lourde.

La figure II.10 donne une vue d'ensemble du réacteur.

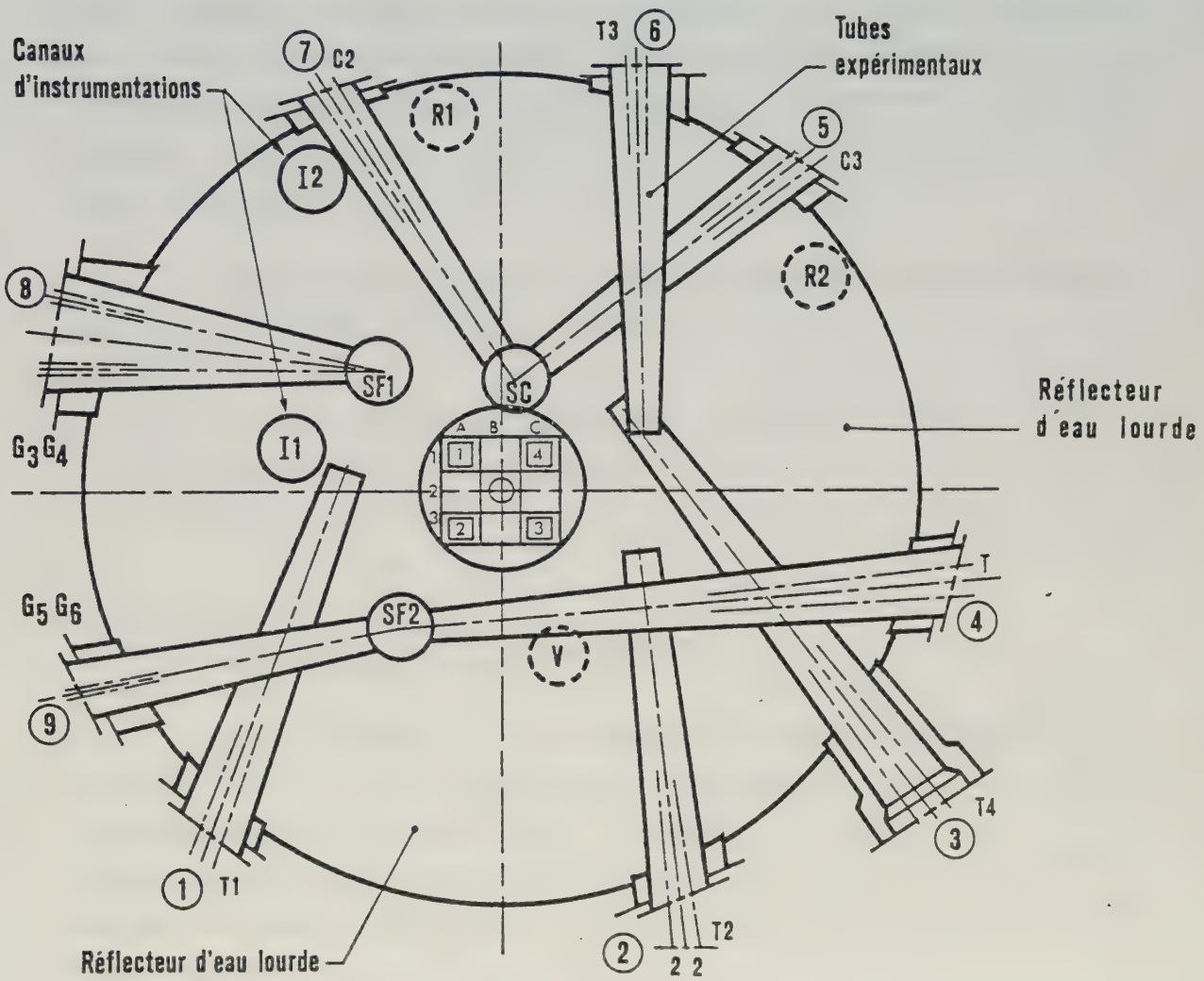


Figure II.10

Le coeur est donc une source de neutrons rapides fuyant vers le réflecteur extérieur, celui-ci ralentit les neutrons, produisant un flux thermique dont le maximum se trouve à proximité de l'interface Coeur-réflecteur.

II.4.1.2. - Mode de contrôle du coeur.

Les barres de contrôle en hafnium, au nombre de quatre, ont un rôle de régulation, de compensation en évolution et d'arrêt. La figure II.10 donne l'emplacement de ces barres, les correspondances étant les suivantes :

BC1/A1 ; BC2/A3 ; BC3/C3 ; BC4/C1.

En absence de poison consommable, les barres seraient profondément insérées, créant ainsi des distortions axiales très importantes de la distribution de puissance. Le facteur de puissance, ainsi que l'efficacité différentielle des absorbants, dépasserait les limites permises. Cette dernière condition définit l'éfficacité minimale du poison consommable requis.

L'efficacité maximale du poison consommable est définie par la réactivité à contrôler déduction faite :

- de l'incertitude sur la réactivité à contrôler.
- des effets de température, xénon et sanarium.
- du pilotage.

II.4.2. - Description de l'instrumentation

Nous disposons sur le réacteur "ORPHEE" d'un ensemble de canaux (R1, R2, I1, I2, V) dans lesquels nous pouvons placer l'ensemble de l'instrumentation (Figure II.10). L'ensemble des expériences de relevé de trace de puissance a été fait à l'aide de chambres à fission CFUA2 et CFUL01. Le signal délivré est un courant représentatif du flux neutronique détecté.

Le conditionnement et le traitement de ces signaux est le même que celui qui a été décrit dans le cas des expériences sur réacteur PWR (Voir paragraphe II.3.2.).

II.4.3. - Résultats expérimentaux

Lors du démarrage du réacteur ORPHEE, un programme de mesure d'antiréactivité des barres de contrôle a été mis en oeuvre. Ce programme de mesure est très important puisqu'il englobe des mesures par chutes rapides, ainsi que des mouvements lents de barres. Ce programme utilise comme technique expérimentale, la méthode du relevé de trace de puissance (sur un réacteur comme ORPHEE, les techniques habituelles de dilution boriques utilisées sur les PWR, sont impossibles du fait de la conception physique du réacteur).

Nous allons utiliser une partie de ces expériences et notamment celles qui ont été faites dans le cas de chute rapide, pour montrer que cette technique expérimentale peut s'appliquer aussi bien sur des réacteurs expérimentaux que sur des réacteurs de puissance.

Le problème le plus important pour ce type de mesure est, comme nous l'avons déjà vu dans l'étude précédente, de pouvoir relier correctement la mesure du flux thermique vu localement par une chambre, à la population neutronique moyenne présente dans le réacteur.

L'idée directrice est donc, au début de ces mesures, de chercher à minimiser la variation de l'efficacité des détecteurs en fonction de la position des barres.

Nous avons montré en Annexe E que le signal somme des signaux provenant de détecteurs placés en haut et en bas de la partie combustible, représentait assez bien l'évolution du flux neutronique moyen. Cela veut dire que l'on peut simuler un détecteur dont la partie utile serait toute la hauteur du combustible, par deux détecteurs placés en haut et en bas de la partie combustible.

- Valeurs expérimentales. Analyse des résultats.

Nous avons dépouillé l'ensemble des signaux à partir du jeu de constantes cinétiques suivant : /9/

Nº DES GROUPES	λi (s)	βi (pcm)
1	0.0124	22.77
2	0.0305	151.11
3	0.111	135.24
4	0.301	272.55
5	1.13	79.35
6	3	25.98
7	0.277	4.027
8	0.0169	4.347
9	$4.81\ 10^{-3}$	1.638
10	$1.5\ \ 10^{-3}$	1.1

β_{Total} = 701.112 pcm.
ℓ = 840 ms.

A. - MESURE INTEGRALE DES QUATRES BARRES

Nous avons disposé pour ces mesures de quatre détecteurs placés dans les parties hautes et basses des canaux I_2 et v.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

DETECTEUR	$\Delta\rho$ (pcm)
I_2 haut	19 050
I_2 bas	24 170
v haut	19 100
v bas	25 600

Nous pouvons déterminer à partir de la formule Prompt-jump. (II.3) le coefficient R tel que :

$$\Delta k \# \frac{1 - R}{R} \cdot \beta$$

$$\text{Avec } R = \frac{N1}{N0} = \frac{\Phi \text{Local (Barres insérées)}}{\Phi \text{Local (Barres hautes)}}$$

$$\text{Nous avons donc : } \quad R = \frac{\beta}{\Delta k + \beta}$$

C'est à partir de ce coefficient que nous allons représenter la somme des signaux des détecteurs haut et bas de chaque canal.

$$\bar{R} = \frac{R \text{ haut} + R \text{ bas}}{2}$$

Connaissant $\bar{R}$ nous pouvons alors revenir à $\Delta\rho$ par l'intermédiaire de la formule Prompt-jump.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

DETECTEUR	R	R	Δρ (pcm)
I_2 haut	0.04226	0.03863	21 316
I_2 bas	0.03500		
v haut	0.04217	0.03782	21 892
v bas	0.03348		

B. - MESURE INTEGRALE DES BARRES INDIVIDUELLES.

Sachant, que les déformations axiales du flux neutronique sont beaucoup moins importantes pour la chute individuelle de chaque barre que pour la chute des quatres barres, nous avons disposé les détecteurs dans le plan médian de la partie combustible.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

BARRE	CANAL	Δρ (pcm)
BC_1	R_2	3 840
	I_2	4 455
BC_2	R_2	3 620
	I_2	3 735
	v	3 960
BC_3	R_2	4 000
	I_2	3 625
BC_2	I_2	4 140

II.4.4. - Précision de la mesure.

Nous reprenons la formule donnant la précision relative sur Δk total :

$$\frac{\delta\Delta k}{\Delta k} = - \frac{\delta R}{R(1 - R)} + \frac{\delta\beta + \delta\Delta ko}{\beta + \Delta ko}$$

- L'incertitude sur R est donnée par :

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta N1}{N1} + \frac{\delta N0}{N0}$$

Les expériences de chute de barres sur le réacteur ORPHEE ont été faites à une puissance de 30 w, avec un taux de comptage de 10^8 coups par seconde, la période d'échantillonnage est de 20 ms, nous avons donc :

$$\frac{\delta No}{No} = \frac{1}{\sqrt{\tau o \times 0.02}} = 0.07\ \% \quad \tau o : 10^8\ c/s$$

- L'incertitude sur β ne fait intervenir que l'incertitude sur la fraction totale des émetteurs de photoneutrons $\beta(\gamma,n)$ par rapport aux émetteurs de neutrons retardés classiques. $\beta(\gamma,n)$ est donné dans la référence /9/ et vaut 12.2 pcm, βn est donné dans la référence /9/ et vaut 690 pcm.

- L'incertitude sur Δko est liée à l'incertitude sur le terme de source. Pour les expériences que nous avons réalisé sur ORPHEE, le terme de source est essentiellement dû aux neutrons créés par réaction (γ,n) des produits de fissions émetteurs de photoneutrons de période longue (T>10 mn) qui auraient été accumulés au cours du fonctionnement du réacteur avant l'essai de chute des barres (photoneutrons dont les précurseurs ne sont pas à priori à l'équilibre du niveau de flux juste avant la chute des barres). Nous trouverons en Annexe H l'estimation de ce terme source pour un fonctionnement continu du réacteur, ainsi que le niveau de puissance nécessaire pour que l'incertitude sur ce terme source soit inférieure à 5 ‰.

Récapitulatif des incertitudes :

- Pour la mesure intégrale des barres individuelles, nous avons :

$\Delta\rho$ = 3 900 pcm => R = 0.159

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta No}{No} + \frac{\delta N1}{N1} = 0.07\ \% + 0.17\ \% = 0.24\ \%$$

$$\frac{\Delta\beta}{\beta + \Delta ko} = 0.6\ \%$$

$$\frac{\delta\ \Delta ko}{\beta + \Delta ko} = 0.5\ \%$$

$$\frac{\delta\Delta k}{\Delta k} = 1.34\ \%$$

- Pour la mesure intégrale du rideau de quatre barres, nous avons :

$\Delta\rho$ = 21 000 pcm => R = 0.039

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta No}{No} + \frac{\delta N1}{N1} = 0.07\ \% + 0.36\ \% = 0.43\ \%$$

$$\frac{\delta \Delta k}{\Delta k} = 1.53\ \%$$

II.4.5. - Conclusion

Les expériences réalisées sur ORPHEE ont été dans l'ensemble plus difficile à analyser que dans le cas des réacteurs PWR, les basculements de flux étant beaucoup plus important, notamment pour la mesure du rideau de quatre barres. Ce problème peut-être résolu en disposant de détecteurs plus longs qui puissent intégrer le flux neutronique sur un plus grand volume, de telle sorte que la variation d'efficacité des détecteurs soit faible.

Les résultats obtenus sont satisfaisants, surtout au niveau de la cohérence entre la mesure des quatre barres et la mesure individuelle de chaque barre, où les quatre barres sont légèrement plus antiréactives que quatre fois une barre.

CHAPITRE III

APPLICATION DE LA METHODE DU RELEVE DE TRACE DE PUISSANCE DANS LE CAS DE CHUTE RAPIDE POUR L'IDENTIFICATION DES COEFFICIENTS DE CONTRE-REACTION THERMIQUE

Nous avons vu dans le chapitre I, que lorsque le niveau de puissance du réacteur est notable, une variation de température du combustible et du modérateur provoque des effets de contre-réaction qui modifient la réactivité et par conséquent le comportement dynamique du réacteur.

Ces effets neutroniques de variation de températures dans le réacteurs sont caractérisés par des coefficients de température.

Nous nous proposons donc d'utiliser la méthode du relevé de trace de puissance pour analyser l'évolution du flux neutronique après une chute de barres, le réacteur étant à puissance nominale.

Nous disposons d'une modélisation du processus (I.8) régissant la variation du flux neutronique, qui se traduit par une série d'équations mathématiques dépendant d'un certain nombres de paramètres.

Nous allons donc identifier ces paramètres en comparant les grandeurs mesurées expérimentalement avec celles prédites par la modélisation.

III.1. - Identification de paramètres et optimisation

III.1.1. - Définition du problème.

On s'intéresse donc à l'évolution d'une ou plusieurs grandeurs mesurables s(t) en fonction du paramètre t (en général le temps), s(t) peut donc représenter le flux neutronique moyen, la température du combustible ou bien encore la réactivité.

On cherche à estimer pour chaque valeur de t, la valeur de s(t), s(t) est considéré comme étant la sortie d'un processus que l'on caractérise par une ou plusieurs entrées mesurables $e_j(t)$ dépendant du paramètre t et un opérateur de transfert qui transforme les grandeurs d'entrée $e_j(t)$ en grandeurs de sortie. $S_c(t)$ est l'estimation de la grandeur considérée s(t).

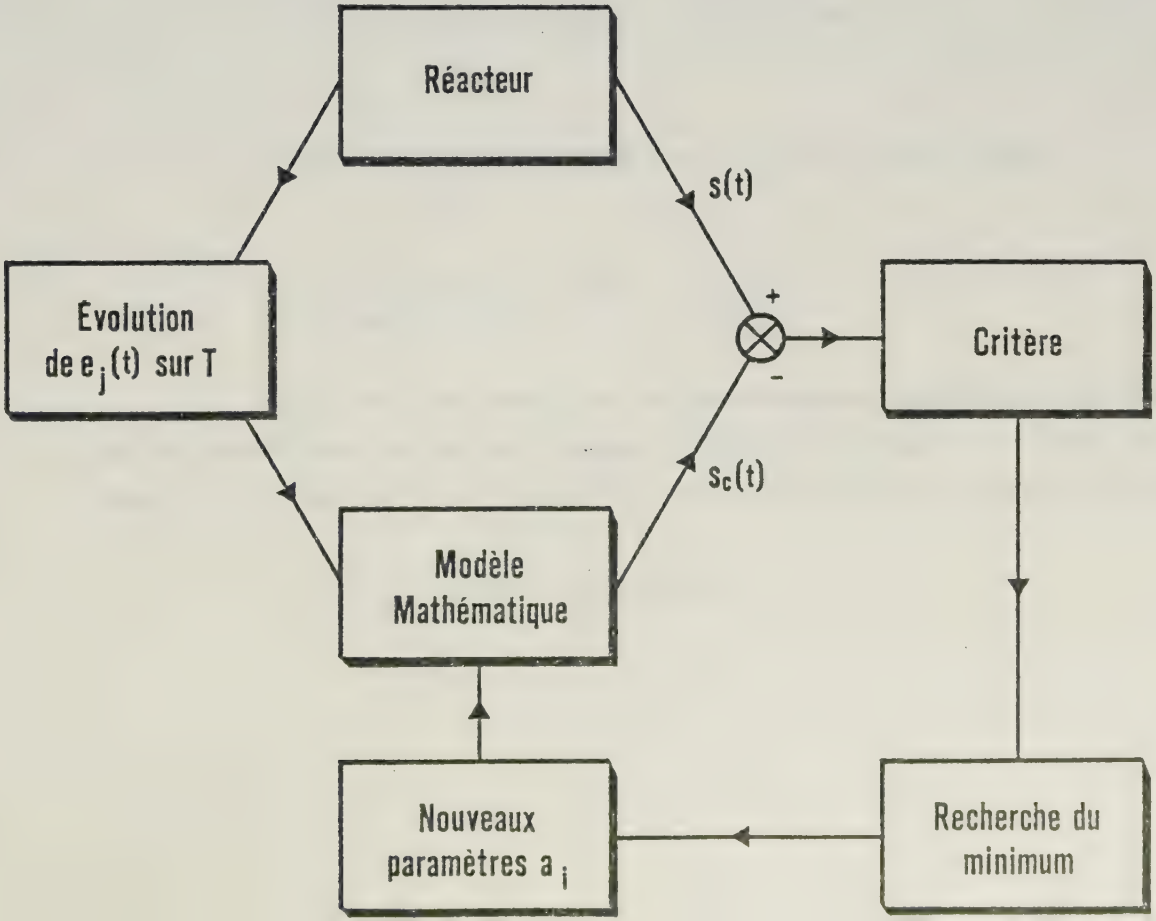
L'opérateur H se traduit pratiquement par une série d'équations mathématiques dépendant d'un certain nombre de paramètres a_i.

Notre but sera de minimiser un critère d'identification qui dépend de s(t) et de $s_c(t)$.

L'ajustement des paramètres se fera hors ligne. On dispose de l'évolution de différentes grandeurs d'entrée $e_j(t)$ et sortie s(t) sur une plage T de variation du paramètre t.

Pour des valeurs données des paramètres a_i, on calcule la valeur du critère sur T, on fait varier ces paramètres jusqu'à ce que le critère choisi soit minimal pour chacun des paramètres.

On peut schématiser cette méthode par l'organigramme suivant :



III.1.2. - Formulation du problème d'optimisation

III.1.2.1. - Critère d'identification.

On est donc amené à suivre l'évolution de grandeurs caractérisant l'état du processus ($e_j(t)$, $s(t)$) sur une plage de variation T de t et à minimiser l'erreur d'identification en ajustant les paramètres de l'opérateur de transfert. Il s'agit maintenant d'expliciter ce que l'on entend par minimiser une erreur d'identification.

Physiquement, on cherche à approcher au mieux s(t) par $s_c(t)$ sur la plage de variation T. Mathématiquement cette erreur sera chiffrée à l'aide d'une fonction des différents paramètres a_i appelés "critère d'identification", le jeu de paramètres minimisant cette fonction correspondra au modèle optimum.

De nombreuses formes de critères peuvent être proposées, les plus répandues sont certainement celles qui font appel à une forme quadratique de l'erreur $\xi(t)$. C'est-à-dire que l'écart global entre s(t) et $s_c(t)$ sur la plage de variation T est définie par la fonction critère suivante :

$$F = \frac{1}{T} \int_0^T J^2(t) \cdot (s(t) - s_c(t))^2 \, dt$$

Si t varie continuement sur T, si non, nous avons :

$$F = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} J^2(k) \cdot (s(k) - s_c(k))^2$$

J(t) est une fonction de pondération permettant de favoriser ou de pénaliser certaines plages de variation de t. Si J(t) est pris égal à 1, t variant continuement sur T, la fonction critère devient :

$$F = \frac{1}{T} \int_0^T (s(t) - s_c(t))^2 \, dt$$

Elle représente l'écart quadratique moyen entre s(t) et $s_c(t)$. Les méthodes qui consistent à minimiser une forme quadratique de l'écart entre la solution obtenue et une solution idéale, sont appelées méthode des moindres-carrés et sont très utilisées dans les problèmes de filtrage (notamment en présence de bruits gaussiens).

Notons quelques autres formes de critères utilisées selon le but poursuivi :

$$\frac{1}{T}\int_T \xi^{2n}(t)\,dt,\ \frac{1}{T}\int_T \xi(t)\,dt,\ \frac{1}{T}\int_T \left(\xi^2(t) + \left(\frac{d\xi(t)}{dt}\right)^2\right) dt$$

Avec $\xi(t) = s(t) - s_c(t)$

ou encore les signaux étant échantillonnés on utilise pour ces formes de critère, les sommes discrètes correspondantes.

III.1.2.2. - Formulation

Quelle que soit la forme du critère retenue, la plage de variation T étant déterminée, le critère d'identification est fonction uniquement des paramètres a_i.

$$F = F(a_1, a_2, \ldots, a_n)$$

n étant le nombre de paramètres à ajuster.

On est donc amené à minimiser une fonction F de plusieurs paramètres a_i, c'est un problème général d'optimisation.

Les paramètres peuvent être astreints à vérifier certaines conditions qui se traduisent par :

- des contraintes d'inégalités de la forme.

$$F(a_1,\dots,a_n) > 0$$

- des contraintes d'égalités.

$$g(a_1,\dots,a_n) = 0$$

C'est alors un problème d'optimisation avec contraintes. Ces contraintes définissent dans l'espace des paramètres un domaine admissible. On recherche dans ce domaine le jeu de paramètres a_i qui minimise la fonction F.

III.1.3. - Problèmes liés à l'ajustement des paramètres par des méthodes d'identification hors ligne.

III.1.3.1. - Validité de l'identification.

L'ajustement des paramètres du modèle à identifier se fait sur une certaine plage de variation T du paramètre t. A priori on ne peut généralement pas affirmer que l'on obtiendrait le même jeu de paramètres s'il se faisait sur une autre plage de variation.

Ceci peut être dû au fait que le modèle choisi n'est pas représentatif du processus ou bien que l'évolution des grandeurs d'entrée du modèle sont trop pauvres en information sur le processus, en général ces deux phénomènes coexistent en même temps, c'est là un point important des méthodes d'identification qui sont généralement utilisées.

Pratiquement, c'est l'habitude (l'expérience) que l'on a à priori du processus et l'utilisation à postériori du modèle qui dictera la plage de variation de t sur laquelle se fera l'ajustement.

III.1.3.2. - Influence du bruit sur l'ajustement.

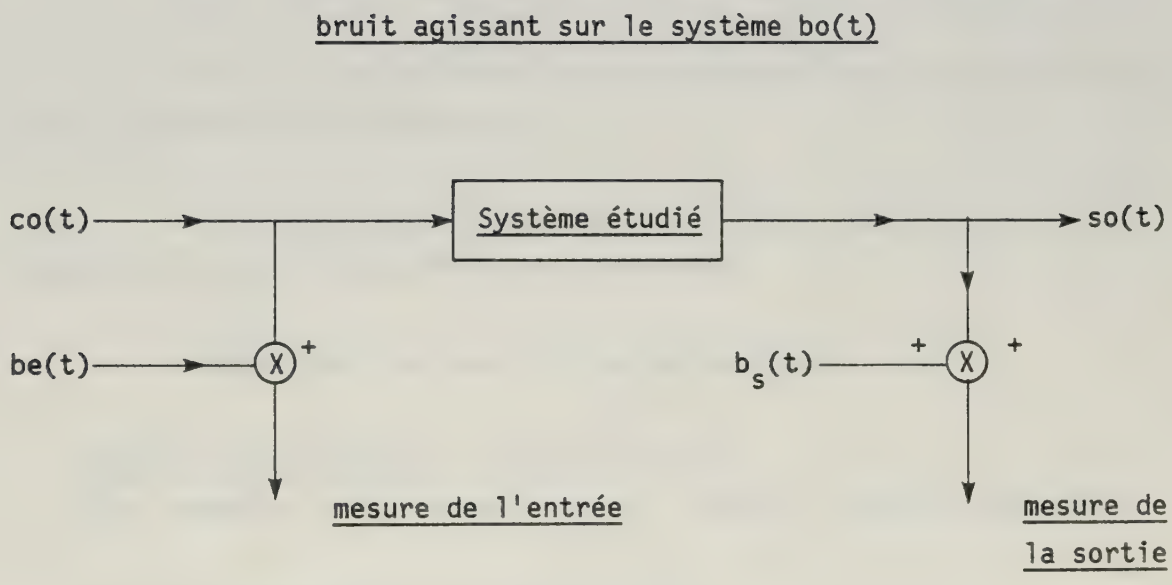
L'étude expérimentale des systèmes matériels est génée par l'influence des bruits, phénomènes fluctuants dont l'évolution ne peut être prévue exactement.

Ces bruits interviennent à double titre :

- D'une part dans le système physique étudié (on ne peut décrire parfaitement un phénomène physique).

- D'autre part dans les mesures que le physicien effectue pour étudier le système.

On peut représenter l'influence du bruit par le schéma suivant :



Considérons un signal so(t) régi par un processus qui puisse être exactement représenté en l'absence de bruit par un modèle transformant l'entrée co(t) en un signal so(t) à l'aide de l'opérateur $H(a_{io})$ dépendant des paramètres a_{io}.

En fait le physicien observera :

A l'entrée : $e(t) = e_o(t) + be(t)$
A la sortie : $s(t) = so(t) + bs(t) + bo(t)$

On cherche donc à identifier les paramètres a_i de l'opérateur $H_o(a_{io})$ en minimisant sur la plage de variation T la quantité :

$$F = \frac{1}{T} \int_T (s(t) - s_{co}(t))^2 \, dt$$

Soit a'_{io} le jeu de coefficient obtenu en minimisant F ces coefficients seront en général différents des coefficients a_{io} que l'on cherche à atteindre et, qui minimisent la quantité :

$$Fo = \frac{1}{T} \int_T (so(t) - sco(t))^2 \, dt$$

Sco(t) étant le signal transformé de $e_o(t)$par l'opérateur H.

Dans tout ce qui suit, on supposera que les bruits sont aléatoires, centrés et stationnaires.

Le lecteur trouvera en annexe I l'étude théorique de l'influence du bruit sur l'ajustement des paramètres.

Nous verrons que deux cas seront envisagés :

- <u>Bruit se superposant au signal de sortie</u>
  Les paramètres a'_{io} tendent vers a_{io} lorsque T tend vers l'infini.

- <u>Bruit se superposant au signal d'entrée</u>
  La position du minimum est déplacé même lorsque T tend vers l'infini.

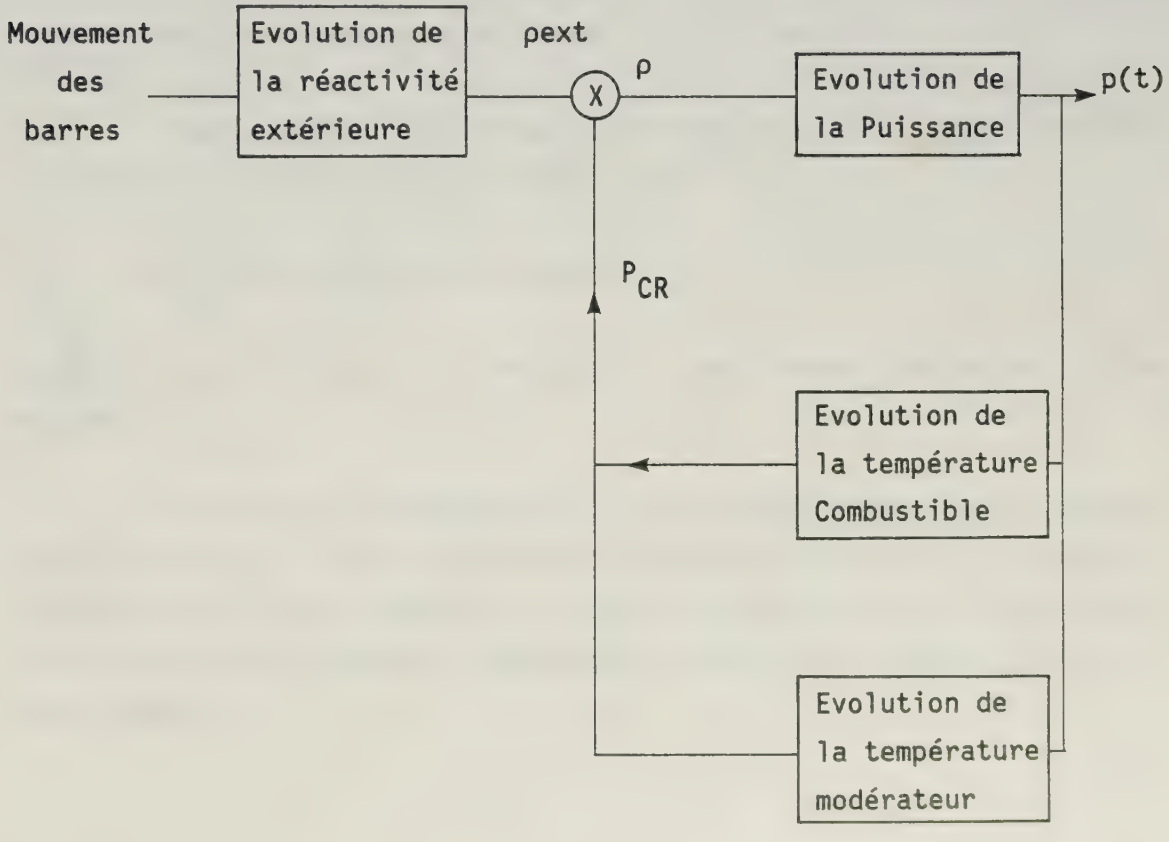
III.2. - Identification de paramètres dans le cas d'un réacteur PWR.

III.2.1. - Analyse de la méthode d'excitation par de petits mouvements de grappes d'un groupe /10/.

Cette méthode est à priori intéressante, car elle ne perturbe pas le fonctionnement du réacteur puisque l'on profite de simulation de téléréglage pour l'appliquer. (Le téléréglage consiste à de petits mouvements de barres automatiques pour suivre les variations de demande de puissance).

Si les amplitudes des variations relatives sont faibles, on peut traiter le réacteur contre-réactionné comme un système linéaire et travailler dans le domaine fréquentiel. La fonction de transfert du réacteur fait passer de la réactivité extérieure introduite (Mouvements de grappes) aux variations relatives de puissance.

Nous avons le schéma suivant :



H(f)

Il a été montré que la fonction de transfert H(f) d'un PWR (900 Mwe) à puissance nominale à des sensibilités fréquentielles différentes (constantes de temps différentes) aux coefficients doppler, modérateur et au coefficient d'échange thermique. Ces différences de sensibilité doivent permettre de mesurer ces coefficients. On peut, en principe, déterminer expérimentalement la fonction de transfert en provoquant de petites variations connues de réactivité, en calculant par exemple :

$$H_{exp}(f) = \frac{P_{\rho P}(f)}{P_{\rho\rho}(f)}$$

où : $P_{\rho\rho}(f)$ est la densité spectrale de puissance de la réactivité extérieure.

$P_{\rho P}(f)$ est la densité spectrale croisée réactivité extérieure_ Variation relative de puissance.

En ajustant les paramètres à déterminer, pour minimiser l'écart-quadratique moyen entre Hmodèle (f) et Hexp (f).

Pratiquement on n'a pas accès à $P_{\rho\rho}(f)$ mais à $\rho_{xx}(f)$ où x est la côte des barres. $P_{\rho\rho}(f)$ s'en déduit par :

$$P_{\rho\rho}(f) = \left[\frac{d\rho}{dx} (\bar{x}) \right]^2 Pxx(f)$$

où $\frac{d\rho}{dx}$ $(\bar{x})$ est l'efficacité différentielle des barres autour de la côte moyenne.

L'efficacité différentielle est obtenue en ajustant un facteur multiplicatif pour faire coïncider la région plateau de la fonction de transfert, qui vaut en module $1/\beta$. On voit donc que Pxx(f) doit exciter des fréquences suffisamment élevées (quelques Hz) pour pouvoir effectuer cette opération.

Dans la pratique :

- Il est difficile de connaître avec précision la côte des barres à tout instant, d'où des difficultés sur la détermination de Pxx(f).

- Les vitesses de déplacement des barres font que l'excitation de réactivité est à une trop basse fréquence pour permettre une identification correcte des paramètres.

- Dans le domaine des petites variations, qui est le cadre des théories linéaires et des fonctions de transfert, le bruit neutronique observé sur les détecteurs, qui peut être décomposé en un bruit neutronique intrinsèque lié au caractère aléatoire du processus de fission et un bruit de détection lié au processus de détection, peut être pénalisant et risque d'empêcher une détermination expérimentale précise de la fonction de transfert.

Ces trois raisons nous amènent à envisager une autre manière d'estimer les paramètres de contre-réaction.

II.2.2. - Analyse de l'évolution de la réactivité après une chute de barre par la technique du relevé de trace de puissance.

En analysant la réponse dynamique du réacteur après une insertion rapide des barres de commande, on doit se dégager des trois inconvénients cités plus haut.

- La côte des barres peut être bien connue.

- L'excitation est plus rapide que dans le cas précédent.

- Niveau de signal utile plus élevé vis-à-vis du bruit neutronique donc l'influence du bruit est plus faible.

III.2.2.1. - Approche simplifiée /10/

Raisonnons en modèle ponctuel (modèle du réacteur-point) décrit dans le chapitre I. Pour une chute de barres supposée instantanée, introduisant une variation du facteur de multiplication effectif de $\Delta k \# 8.10^{-2}$, nous admettons que la puissance neutronique passe presque à zéro. (Hypothèse qui est physiquement fausse mais qui traduit la décroissance très brutale de la puissance neutronique d'un facteur 13). Nous pouvons décrire le phénomène par les équations suivantes :

$$keff(t) = 1 - \Delta keff_{ext}(t) + \Delta keff_{CR}(t)$$

$$\Delta keff_{ext}(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ 0.08 & \text{si } t > 0 \end{cases}$$

$$\Delta keff_{CR}(t) = \gamma u \, [Tu(o) - Tu(t)]$$

$$Cu \frac{dTu(t)}{dt} = P(t) - \bar{K} \, (Tu(t) - TR)$$

$$Tu(o) = \frac{Po}{\bar{K}} + TR \text{ (Température initiale du combustible)}$$

Avec : γu : Coefficient doppler (pcm/°C)
Tu : Température du combustible (°C)
Cu : Chaleur spécifique totale du combustible $J(°C)^{-1}$
$\bar{K}$: Coefficient d'échange thermique moyen entre le combustible et le réfrigérant $W(°C)^{-1}$
TR : Température de l'eau ($\cong$ 300°C)

L'évolution de la température combustible est la suivante :

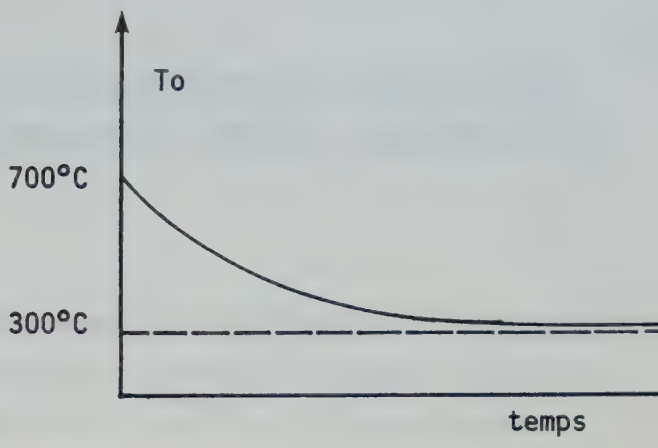
$$Tu(t) = \frac{Po}{\bar{K}} e^{-t/\tau} + TR$$

Avec :

$$\tau = \frac{Cu}{\bar{K}} \# 3.9 \text{ s}$$

La pente à l'origine est :

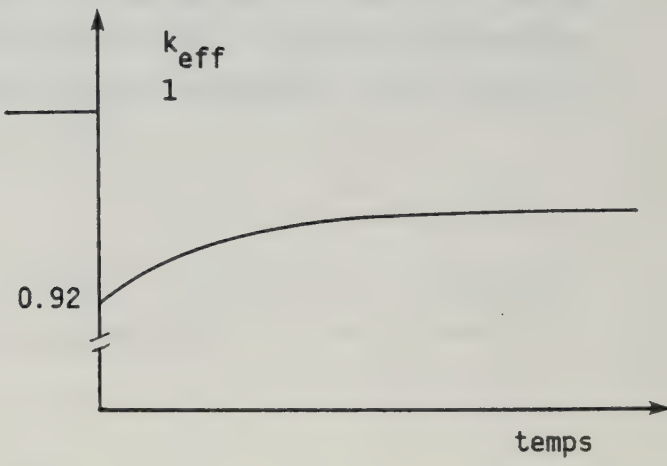
$$\frac{dTu(o)}{dt} = - \frac{Po}{Cu}$$



L'évolution du facteur de multiplication effectif $k_{eff}(t)$ s'en déduit :

La pente à l'origine est :

$$\frac{dkeff(o)}{dt} = \gamma u \cdot \frac{Po}{Cu}$$



Nous pouvons donc, dans un premier temps, approcher le coefficient doppler par la formule suivante :

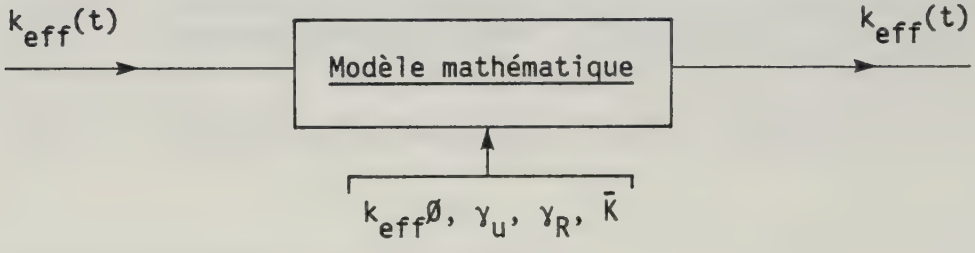
$$\gamma u = \frac{Cu}{Po} \times \frac{dkeff(t)}{dt} \Bigg|_{t=o} \qquad \text{(III.1)}$$

Les différents paramètres Co et Po sont connus avec une bonne précision. Les taux de comptage élevés sur les détecteurs permettent une bonne précision sur la pente.

III.2.2.2. - Etude de sensibilité du modèle mathématique régissantl'évolution du flux neutronique pour un réacteur fonctionnant en puissance.

A priori, on ne peut généralement pas affirmer que le jeu de paramètres obtenus, par minimisation d'une fonction critère, soit le bon. C'est ici qu'intervient l'expérience que l'on a du processus. Il faut donc connaître la sensibilité du modèle aux différents paramètres, pour pouvoir déterminer les plages de variation sur lesquelles se fera l'ajustement.

Nous allons donc analyser l'évolution de la réactivité après une insertion rapide des absorbants en utilisant le modèle mathématique (I.8) développé au chapitre I. Nous pouvons schématiser cette étude de la manière suivante :



Nous avons utilisé le modèle simplifié suivant :

$$\frac{dN(t)}{dt} = [keff(t)\ (1 - \beta) - 1]\ \frac{N(t)}{\ell} + \sum_{i=1}^{6} \lambda i\ Ci(t)$$

$$\frac{dCi(t)}{dt} = keff(t)\ .\ \frac{\beta i}{\ell}\ N(t) - \lambda i.Ci(t)$$

$$P(t) = Po\ .\ N(t) + P_R(t)$$

$$\frac{dTu(t)}{dt} = \frac{P(t)}{Cu} - \frac{\bar{K}}{Cu} Tu(t) + \frac{\bar{K}}{Cu} T_R(t)$$

$$\frac{dTR(t)}{dt} = \frac{\bar{K}}{CR} Tu(t) - \left(\frac{\bar{K}}{CR} + \frac{2}{\vartheta} \right) TR(t) + \frac{2T_R}{\vartheta}$$

$$keff_{CR}(t) = \gamma u \, [Tu(t) - Tu(o)] + \gamma_R \, [T_R(t) + T_R(o)]$$

$$keff(t) = keff_{ext}(t) - keff_{CR}(t)$$

$N(t)$ représente l'évolution de la population neutronique.

$c_i(t)$ représente l'évolution des précurseurs neutrons retardés.

$P_R(t)$ représente la puissance résiduelle.

$Po.N(t)$ représente la puissance neutronique.

$Tu(t)$ représente la température moyenne du combustible.

$T_{R_1}(t)$ représente la température d'entrée du modérateur qui reste constante pendant la transition $T_{R_1}(t)=T_{R_1}(o)$

$T_R(t)$ représente la température moyenne du modérateur.

Les coefficients de contre-réaction γ_u, γ_R^1 et γ_R^2 sont considérés ici comme constant.

γ_u est le coefficient doppler.

γ_R^1 est le coefficient de réactivité lié à la température moyenne du réfrigérant.

γ_R^2 est le coefficient de réactivité lié à l'effet de redistribution, donc au premier ordre à la différence entre la température d'entrée T_{R1} et la température de sortie T_{R2}, dans le coeur.

$$T_{R2} - T_{R1} = 2(T_R - T_{R1})$$

Les coefficients Cu, Cr, $\bar{K}$, ϑ sont définis de la manière suivante :

. $C_u = M_u \cdot c_u$
Mu masse totale du combustible dans le coeur.
cu chaleur massique du combustible.

. $C_R = S_R \cdot \rho_R \cdot H_c \cdot c_R$
S_R est la section de passage du réfrigérant dans le coeur.
H_c la hauteur du coeur.
ρ_R la densité du réfrigérant.
c_R la chaleur spécifique à pression constante.

. $\bar{K}$ est le coefficient d'échange thermique moyen entre le combustible et le réfrigérant, tel que la puissance totale qui passe du combustible au réfrigérant est donnée par :

$$P = \bar{K} (T_u - T_R)$$

. ϑ est le temps de transit de l'eau dans le coeur. Il est relié au débit massique dans le coeur Q_c par la relation.

$$\vartheta = \frac{H_c \cdot S_R \cdot \rho_R}{Q_c}$$

Ce modèle dépend donc d'un certain nombre de paramètres. Les paramètres cinétiques (β_i, λ_i, ℓ) sont supposés bien connus. De même pour les paramètres thermiques (C_u, C_R, P_ϕ, ϑ).

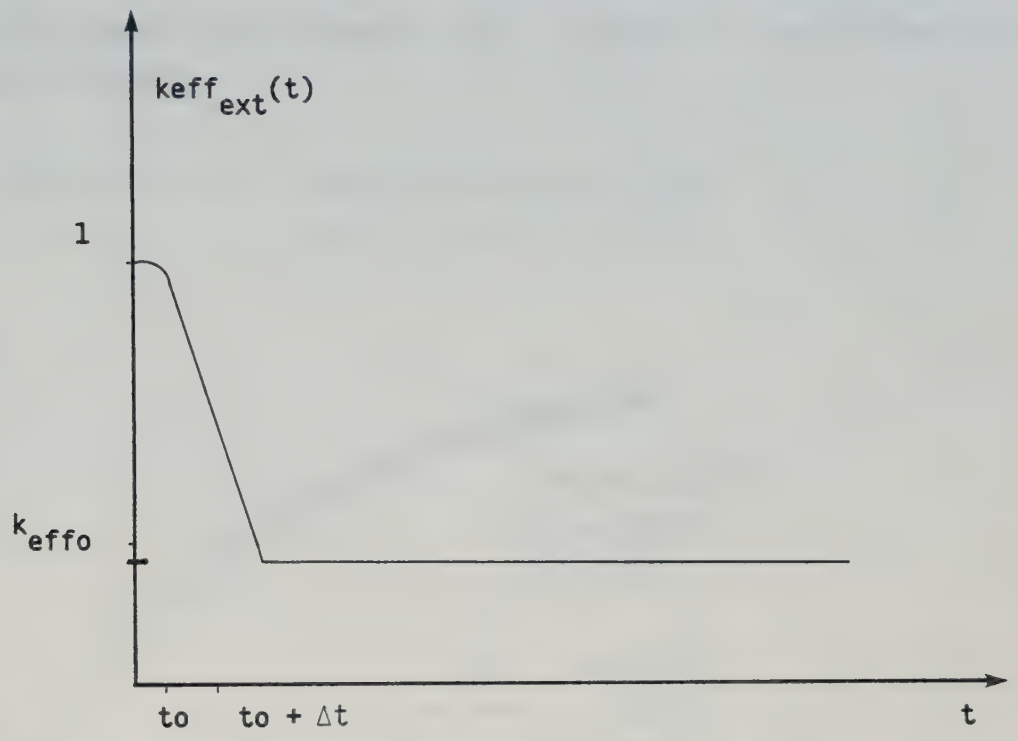
L'entrée de ce modèle représente la variation du facteur de multiplication effectif due à l'insertion rapide des barres de commande.

Cette fonction dépend de deux paramètres essentiels qui sont :

- Δt qui représente la durée d'insertion des barres.

- k_{effo} qui représente l'antiréactivité intégrale introduite par les barres :

On peut représenter cette variation de la manière suivante :



Nous pouvons représenter analytiquement cette fonction de la manière suivante :

$$to \leqq t \leqq to + b \qquad keff_{ext}(t) = 1 - \frac{1 - keffo}{1 + \exp\,[-4a(t-b)]}$$

$$\begin{cases} a = 2.61082 \\ b = 0.95 \end{cases}$$

$$to + b \leqq t \leqq to + \Delta t \quad keff \quad (t) = \frac{keffo - 1}{2} \cdot \frac{t - b}{to + \Delta t - b} + \frac{1 + keffo}{2}$$

$$t > to + \Delta t \qquad keff_{ext}(t) = keffo$$

Nous avons donc quatre paramètres qui doivent être identifiés, ce sont donc : $k_{effø}$, γ_u, γ_R et $\bar{K}$.

Nous allons faire varier ces quatre paramètres. Nous étudierons l'évolution du $k_{eff}(t)$ en fonction des variations de ces paramètres.

Les figures III.1.a.b donnent les résultats de cette étude :

(Le temps t = o coïncide avec l'instant où les barres sont complètement insérées).

Figure III.1.a. - Sensibilité à γ_R et $k_{eff\emptyset}$

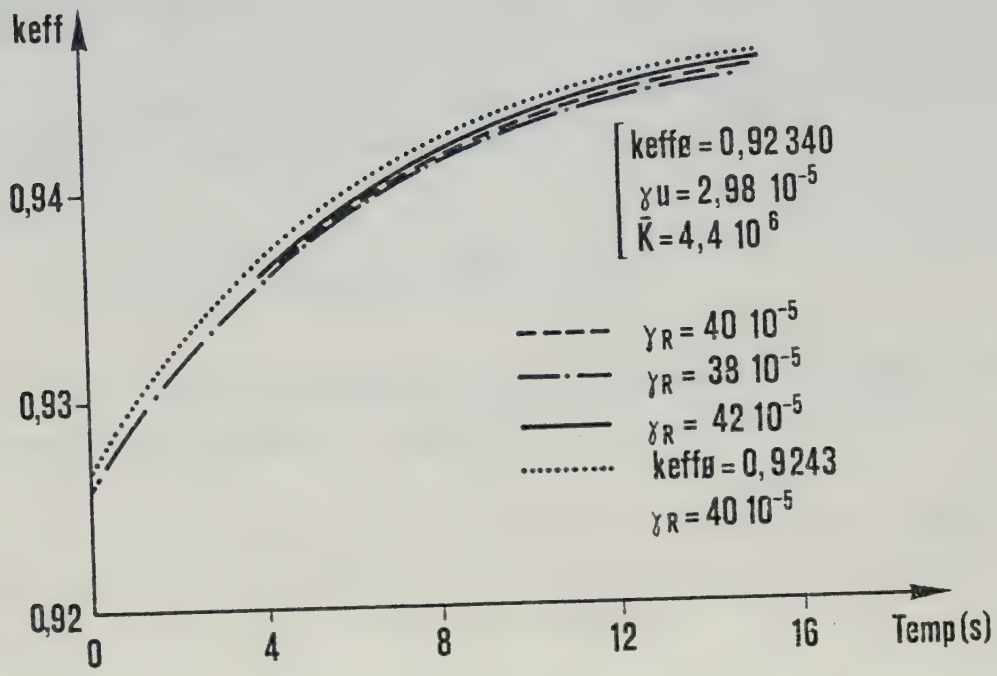
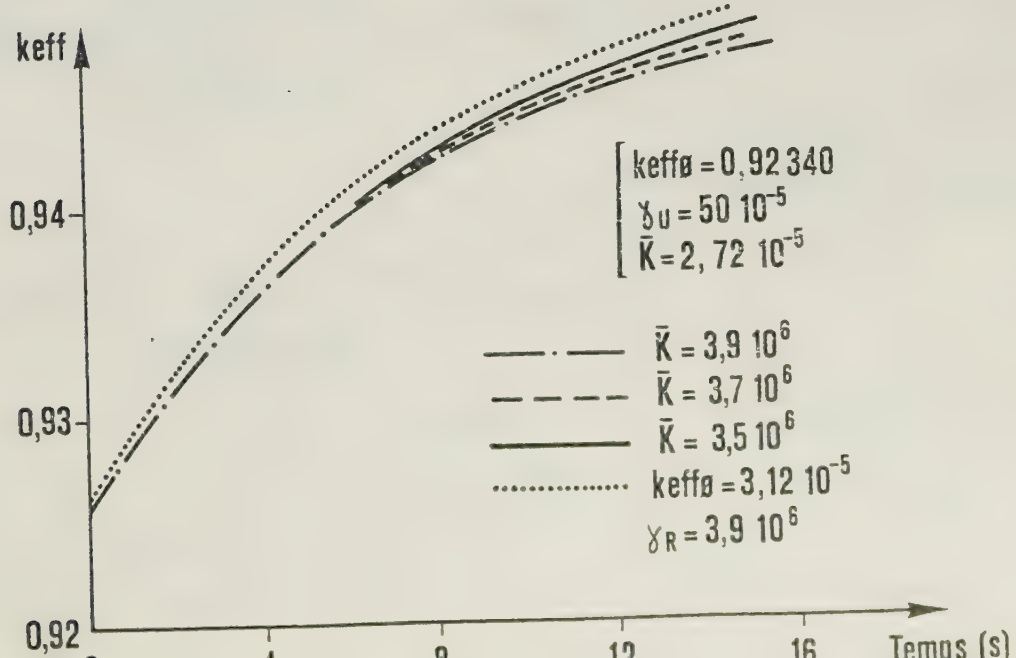


Figure III.1.b. - Sensibilité à γ_u et $\bar{K}$



A partir de ces signaux, nous inversons les équations de la cinétique pour retrouver l'évolution temporelle du facteur de multiplication effectif du réacteur (voir chapitre II).

Nous avons donc alors un ensemble de fonctions expérimentales représentant l'évolution du k_{eff}. Au moyen d'un modèle mathématique, nous simulons la même perturbation (Insertion rapide des barres) et nous comparons les évolutions expérimentales et simulées du facteur de multiplication effectif.

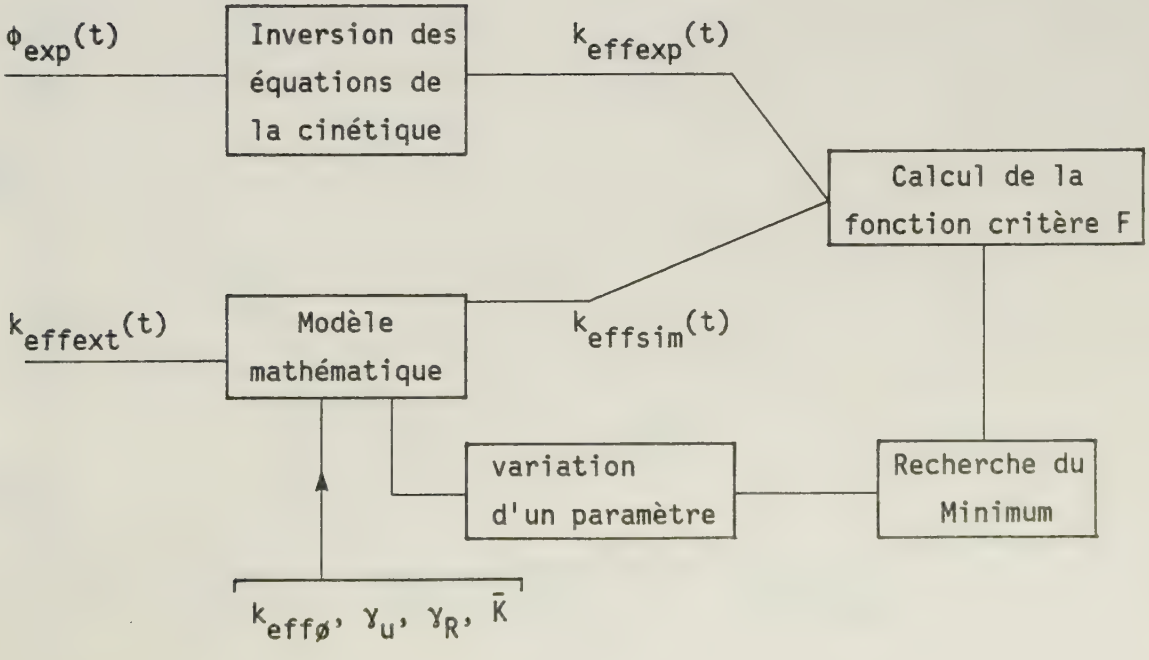
La comparaison entre $k_{effexp}(t)$ et $k_{effsim}(t)$ se fera par l'intermédiaire d'une fonction critère.

$$F = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} [keff_{exp}(i) - keff_{sim}(i)]^2$$

Si Δt est la période d'échantillonnage et T la plage de variation sur laquelle se fera l'identification, on aura $T = N.\Delta t$.

L'identification de ces paramètres se fera par recherche du minimum de la fonction critère F, sur une certaine plage de variation du temps t, en fonction des différents paramètres.

Nous pouvons schématiser cette identification de la manière suivante :



4. - On considère maintenant la totalité de la plage de temps T pour identifier le coefficient d'échange thermique moyen. Il faut au préalable connaître une valeur du coefficient γ_R. L'identification de $\bar{K}$ se fera par minimisation de la fonction critère F sur une plage du temps T de seize secondes entre les instants to + Δt et to + Δt + 16.
L'incertitude sur la mesure de $\bar{K}$ est donc très liée à l'incertitude que l'on peut avoir sur la mesure de γ_R.

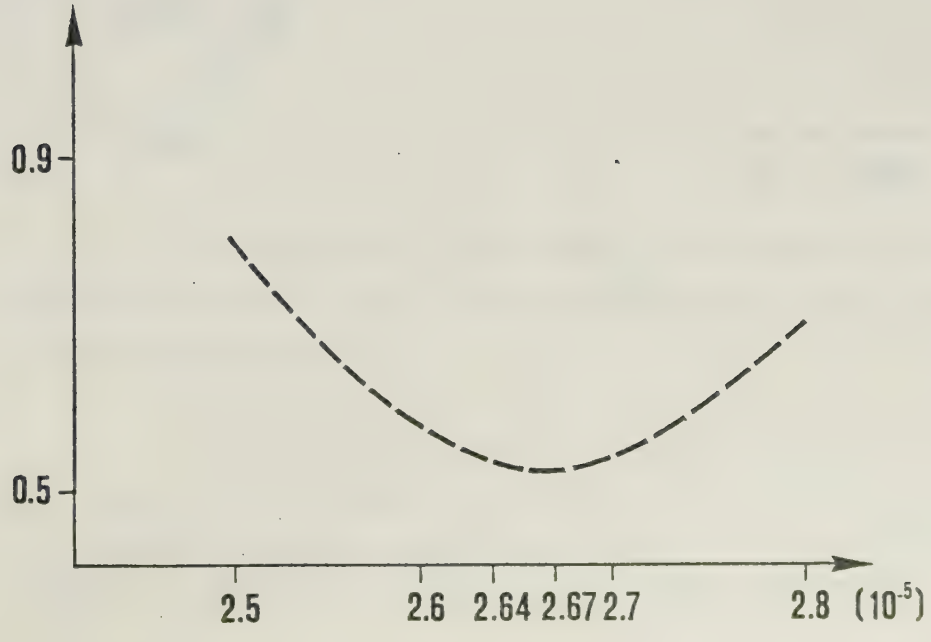
Les résultats obtenus pour la chambre hors-coeur 3 haute sont les suivants :

$k_{eff\emptyset}$ = 0.9202.
γ_u = $2.67\ 10^{-5}$ $(°C)^{-1}$.
$\bar{K}$ = $3.8\ 10^{6}$ W $(°C)^{-1}$ pour une valeur de γ_R introduite dans le modèle de 40.10^{-5} $(°C)^{-1}$.

Les figures III.2 et III.3 donnent les variations de la fonction critère en fonction du coefficient doppler et du coefficient d'échange thermique, ainsi que les courbes de variation de facteur de multiplication effectif expérimental et simulé.

F = f (coefficient Doppler)

Figure III.2.a



F = f (coefficient d'échange thermique)

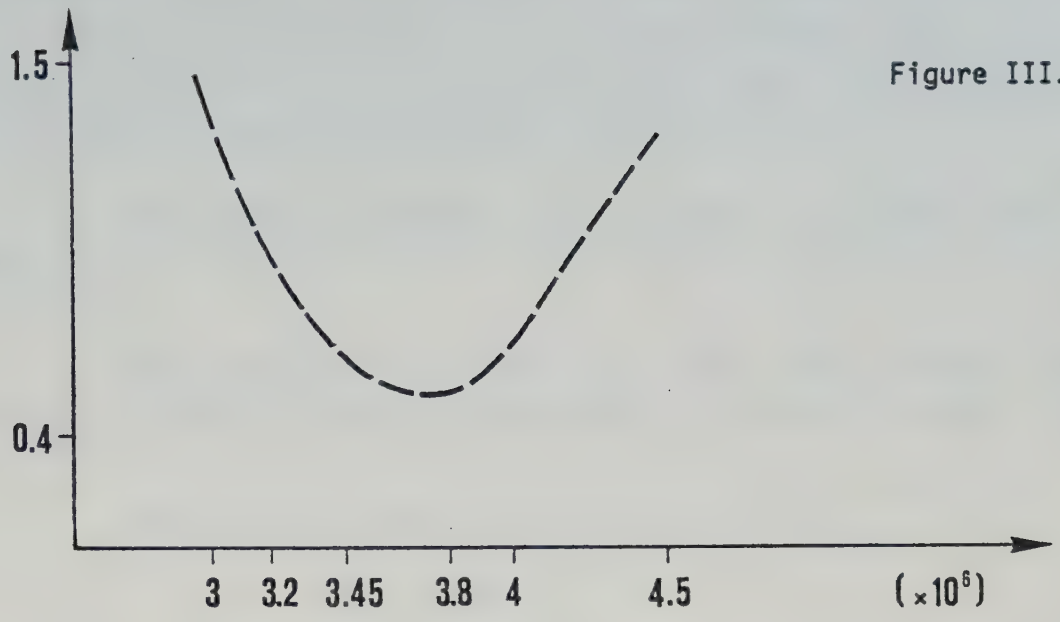


Figure III.2.b

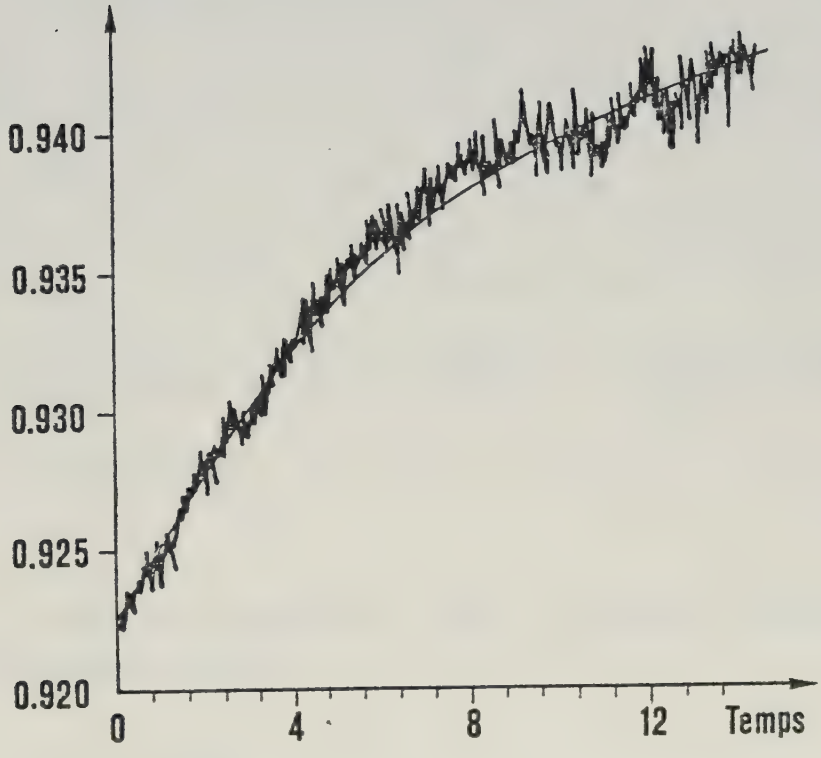


Figure III.3

Il est certain qu'un nombre plus important de signaux (8 détecteurs hors coeur) doit être enregistrés pour avoir une certaine précision statistique.

L'utilisation interne du réacteur est plus délicate à envisager pour ce type d'expérience, car il est difficile de connaître la variation d'efficacité du détecteur (rapport de la puissance locale à la position du détecteur sur la puissance totale du coeur).

En ce qui concerne la méthode elle-même, il n'y a pas de difficultés à identifier le coefficient doppler. Cependant, il est difficile d'identifier le coefficient d'échange thermique moyen, sans avoir une estimation de la valeur du coefficient γ_R. L'incertitude que l'on peut avoir sur γ_R influencera très fortement la précision sur $\bar{K}$.

Nous allons prendre comme exemple (la chambre hors coeur n°4) :

Nous avons fait varier γ_R et nous avons calculé qu'elles étaient les valeurs de $\bar{K}$ qui minimisaient la fonction critère.

Nous avons obtenue les résultats suivants :

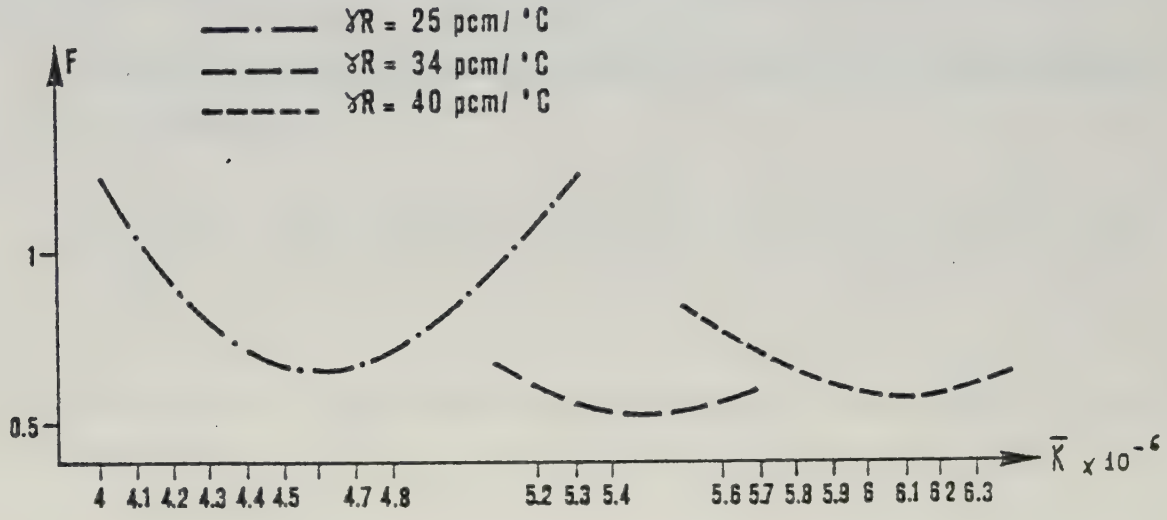


Figure III.4.

Nous avons donc les couples de valeurs suivantes qui minimisent la fonction critère F :

$$\begin{cases} \gamma R = 40 \text{ pcm /°C} \\ \bar{K} = 6.2.10^6 \text{ W/°C} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \gamma R = 34 \text{ pcm /°C} \\ \bar{K} = 5.5.10^6 \text{ W /°C} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \gamma R = 25 \text{ pcm /°C} \\ \bar{K} = 4.6.10^6 \text{ W/°C} \end{cases}$$

III.2.2.6. - Conclusion.

Ces études nous ont permis d'obtenir des informations préliminaires pour une détermination expérimentale des coefficients γ_u et $\bar{K}$ par une méthode dynamique d'identification. Il est néanmoins nécessaire d'étudier le problème des déformations spatiales du flux dans le coeur et des variations éventuelles de l'efficacité des détecteurs pendant le transitoire.

Pour effectuer les mesures dans de bonnes conditions, il faudra :

- Mesurer précisément la puissance totale du coeur (Bilan d'énergie).

- Déterminer, par bilan de réactivité le coefficient de température réfrigérant γR.

- Effectuer, dans la mesure du possible, les essais dans des conditions où le coefficient de température du réfrigérant soit pratiquement nul.

- Utiliser les signaux de plusieurs détecteurs pour réduire la dispersion.

CONCLUSION

Le but de cette thèse était de qualifier une méthode d'identification et de mesure de différents paramètres physiques du coeur d'un réacteur nucléaire, à savoir l'antiréactivité intégrale des barres de commande, ainsi que les coefficients de températures et le coefficient d'échange thermique.

Cette méthode doit être applicable sur des réacteurs de la filière PWR, ainsi que sur des petits réacteurs expérimentaux. La méthode doit satisfaire aux critères suivants :

- Recouvrement d'une grande plage d'antiréactivité.

- Utilisation de l'instrumentation standard de la Centrale (dans le cas des réacteurs PWR).

- Simplicité et rapidité de mise en oeuvre.

Ces mesures sont effectuées pour les besoins du fonctionnement de la centrale et de la sûreté. L'étude d'une méthode particulière se justifie pour les raisons suivantes :

- La méthode utilisée habituellement sur les réacteurs PWR nécessite des conditions particulières. Elle n'est pas applicable en fin de cycle où l'antiréactivité d'un nombre important de grappe ne peut pas être compensé par dilution.

- Sur les réacteurs expérimentaux, elle est souvent la seule applicable.

La méthode proposée repose sur une description neutronique très simple du réacteur. Il faudra pour cela résoudre quelques problèmes qui sont :

- Prise en compte des effets spatiaux.
- Choix de la nature et de la position des détecteurs.

Comme nous l'avons montré le problème des effets spatiaux peut être résolu par utilisation de détecteurs ayant une fonction d'importance assez grande, de telle sorte que celui-ci, intégrant le flux neutronique sur un grand volume, minimise la variation d'efficacité du détecteur en fonction de la position des barres.

Nous avons montré dans le cas des réacteurs PWR, que l'instrumentation externe était la plus qualifiée pour ce type de mesure.

Dans le cas de réacteurs expérimentaux, les déformations de flux neutroniques peuvent être plus importantes, d'où l'intérêt encore plus grand d'utiliser des détecteurs ayant une longueur utile importante.

La méthode du relevé de trace de puissance dans le cas de chute rapide permet donc de mesurer l'antiréactivité intégrale des barres de commande d'un réacteur. C'est une méthode simple qui ne nécessite pas une procédure expérimentale très complexe. Le matériel qui est utilisé est facilement transportable, les résultats peuvent être donnés directement sur le lieu même des expériences.

En ce qui concerne la mesure des coefficients de températures et du coefficient d'échange thermique, ces études nous ont permis d'obtenir des informations préliminaires pour une détermination expérimentale des coefficients.

Le problème des effets d'espace étant résolu de la même manière que pour la mesure de l'antiréactivité intégrale des barres, nous avons montré que l'utilisation de la méthode du relevé de trace de puissance permettait de mesurer certaines variables séparément, notamment le coefficient doppler et l'antiréactivité intégrale des barres.

Elle permet d'autre part de séparer des variables ayant une constante de temps différente. Nous avons vu que nous pouvons séparer le coefficient doppler du coefficient d'échange thermique.

Cependant, il n'est pas possible de mesurer séparément le coefficient modérateur et le coefficient d'échange thermique. Cette méthode nécessite alors une procédure expérimentale un peu particulière qui consistera à mesurer le coefficient modérateur avant le début de l'expérience. La précision que l'on aura sur la mesure du coefficient d'échange thermique dépendra fortement de l'incertitude sur la mesure du coefficient modérateur.

Il apparaît donc que cette méthode peut être utilisée pour mesurer l'ensemble des paramètres physiques du coeur d'un réacteur nucléaire. Cependant une étude plus complète des effets d'espace permettrait une meilleure utilisation des détecteurs neutroniques, notamment dans le cas des réacteur PWR, avec l'instrumentation interne.

Nous pensons pour cela que des calculs plus adaptés à savoir

- calcul statique en sous-critique avec une distribution de source appropriée.

- Utilisation de code de calcul de cinétique spatiale (CRONOS) dans le cas de chute de barres.

améliorerait la compréhension et l'étude des effets d'espace.

REFERENCES

/1/ - Nuclear reactor theory Bell and glasstone
Van Nostrand Reinhold Company

/2/ - P. Bernard, L de Bourgues, A. Vasile. Note technique SEN/LPRE 1977
Fluctuations neutroniques, modèles simplifiés des effets de contre-réaction thermique dans un réacteur à eau préssurisée.

/3/ - Mesure de l'efficacité des grappes de commande des réacteurs à eau sous pression par la méthode du relevé de trace de puissance
C. Golinelli, J. Cray, G. Facheris.
Rapport SEN 089.

/4/ - S.G. Carpenter, Measurement of Contol Mod Worth using ZPPR*
Argone National Laboratory (1976).
P.O. Box 2528, Idaho Falls, Idaho 83403 USA.

/5/ - Jean Bussac, Paul Reuss
Traité de neutronique.
Hermann.

/6/ - J. Bebin
Fonctionnement et technologie des réacteurs à eau préssurisée
Document Framatome.
Session d'études sur les centrales à eau légère INSTN (1976).

/7/ - A. Giacometti.
"Tables de compositions d'activités des isotopes lourds dans des combustibles irradiés".
Communication personnelle.

/8/ - Rapport de sureté ORPHEE.

/9/ - M. Nobile. N. Braquet
Quelques estimations nécessaires aux essais neutroniques d'ORPHEE.
Note SERMA T 1292.

/10/ - Measurement of Doppler and thermal exchange coefficients in a PWR by analysing the dynamic response after a rod-drop.
P. Bernard. NEACRP/L France september 1980.

/11/ - Identification of nuclear systems
TW, KERLIN the University od Tennesse
Nuclear engineering Department, Knoxville
GC ZWINGELSTEIN. CEA CEN Saclay Gif sur Yvette
BR UPADHYRYA the university of Tennessee
Nuclear engineering of department, Knoxville.

/12/ - Etablissement de modèle pour les centrales de la filière à eau légère.
BERNARD, CARRE CEN Cadarache

/13/ - Mesure de l'efficacité des (N-1) grappes par la méthode de l'analyse du relevé de trace de puissance
J. CRAY, C. CERVONI, G. FACHERIS, J. CLOUE
Note Technique SEN.

/14/ - Mesure d'efficacité d'absorbants à EOLE
C. GOLINELLI Note Technique SEN

/15/ - Mesure de l'efficacité des grappes d'ORPHEE.
Estimation de la précision de la mesure.
P. BERNARD, J. CRAY, C. CERVONI

/16/ - Température effects in thermal reaction analysis
Heat transfer properties of fuel pins.
Determined by noise analysis
E. ROBINSON.

ANNEXE A

ETABLISSEMENT DE L'EQUATION DE TRANSPORT

Pour définir une équation régissant une fonction représentative de la population neutronique, on va établir un bilan de la variation entre les instants t et t + dt du nombre de neutrons dans l'intervalle élémentaire des autres variables.

Nous allons établir l'équation régissant la densité neutroniqe angulaire N (r, Ω, E, t).

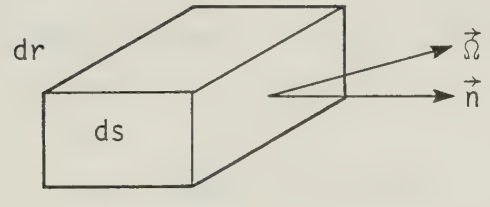
$$\frac{\partial}{\delta t} N(r, \Omega, E, t)\, dr\, dE\, d\Omega + \frac{N(r, E, \Omega, t + dt) - N(r, E, \Omega, t)}{dt}\, dr\, dE\, d\Omega$$

Cette équation exprime la variation de la densité neutronique angulaire dans l'élément de volume dr, l'élément d'énergie dE, l'élément d'angle solide dΩ pendant l'instant dt.

La densité neutronique angulaire N (r, E, Ω, t) peut varier de quatre manières différentes :

a. - Disparition par déplacement

On considère l'élément de volume dr, dS étant l'élément de surface délimitant dr. Le nombre de neutrons de direction Ω, d'énergie E traversant dS pendant l'instant dt est :



$$N\,[r, E, \Omega, t]\; dS.v.dt.(\vec{n}.\vec{\Omega})\; dE\; d\Omega = \vec{\Omega}.\Phi(r, E, \Omega, t)\; dE.\; d\Omega.\; \vec{n}\; dS.dt$$

En sommant sur toute la surface limitant dr, on obtient le nombre de neutrons de direction Ω, d'énergie E quittant dr pendant dt :

$$\text{Div}\,(\vec{\Omega}.\Phi(r, E, \Omega, t))\; dr\; dE\; d\Omega\; dt$$

b. - Disparition par chocs

Des neutrons de l'élément dr.dE.dΩ peuvent disparaître par chocs

- Absorption.
- Transfert vers une autre énergie, une autre direction.

On caractérise ces possibilités par une section efficace totale σ(r, E), ce que permet d'écrire le nombre de disparitions par chocs pendant dt :

$$\sigma(r, E)\; \Phi(r, E, \Omega, t)\; d\Omega\; dE\; dr\; dt$$

e. - Arrivées par transfert

La possibilité pour qu'un neutron soit transféré d'une énergie E vers une énergie E', d'une direction Ω vers une direction Ω' est caractérisée par une section efficace différentielle :

$$\sigma(r, E')\; .\; f(r\; ;\; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$$

Le nombre d'arrivée dans l'élément dr dΩ dE est donc :

$$d\Omega.dr.dE.dt\; \left(\iint \sigma(r, E')\; f(r\; ;\; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)\; \Phi(r, E', \Omega', t)\; dE'\; d\Omega' \right)$$

d. - Terme de sources

Le milieu est alimenté en neutron par une source émettant dans l'élément dr dE dΩ pendant l'instant dt, la quantité :

$$Q(r, E, \Omega, t)\; dr.dE.d\Omega.dt$$

Nous pouvons donc écrire l'équation de transport en tenant compte de ces quatre possibilités :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\Phi(r, E, \Omega, t) = \iint \sigma' f' \Phi(r, E', \Omega', t)\, d\Omega'\, dE' + Q(r, E, \Omega, t) - \sigma.\ \Phi(r, E, \Omega, t) - \mathrm{Div}\,[\vec{\Omega}.\Phi(r, E, \Omega, t)$$

Il s'agit donc d'une équation intégro-différentielle.

- Intégrale par rapport à Ω et E.
- Différentielle par rapport à r et t.

ANNEXE B

THEORIE DES PERTURBATIONS
ETABLISSEMENT DU MODELE "REACTEUR-POINT"

Il arrive très souvent que les caractéristiques d'un réacteur varient : modification du réseau, variation de la température, évolution du matériau combustible etc... Il va être nécessaire de prévoir les conséquences de cette variation sur la réactivité du réacteur.

L'idée est de rechercher au moins au 1er ordre, les effets d'une petite modification par une procédure ne nécessitant pas le calcul de l'état modifié, c'est la théorie des perturbations.

Elle sera intéressante pour évaluer les conséquences d'une petite variation de l'état d'un réacteur. La perturbation peut toujours être décrite par l'influence d'une source supplémentaire, caractérisée par une fonction appelée flux adjoint.

- Flux adjoint

Dans un réacteur donné plaçons un neutron en un point r et à une énergie E, ce neutron va avoir une certaine histoire, provoquer éventuellement une fission et finalement avoir en moyenne un certain nombre de descendants. La fonction importance ϕ^+ est par définition, le nombre moyen de descendants. Cette fonction mesure l'importance du neutron initial pour l'entretien de la réaction en chaîne.

On l'appelle également flux adjoint et l'on démontre que ϕ^+ est solution de l'équation adjointe (au sens mathématique du terme) de celle donnant le flux ϕ. Mais le flux adjoint n'a pas les dimensions d'un flux.

- Opérateur adjoint

Soit H l'opératuer agissant sur le flux neutronique angulaire, qui définit l'équation de transport, on peut définir un opérateur adjoint H^+ de la manière suivante :

$$(\Phi^+, H.\Phi) = (\Phi, H^+ \phi^+) \qquad (1)$$

ou ϕ^+ est le flux adjoint.

On définit l'opérateur de transport adjoint, en tenant compte des conditions aux limites et des conditions de continuité :

$$H^+ \phi^+(r, \Omega, E) = \Omega. \nabla\Phi^+ - \sigma.\Phi^+ \iint \sigma.f(r ; \Omega, E \to \Omega', E') \Phi^+ (r, \Omega', E') d\Omega' dE'$$

Les différences avec l'équation de transport se situent sur le signe du gradient et sur le sens de variation des énergies dans la section efficace différentielle total σf ou Ω', E' → E, Ω est devenue Ω, E → Ω', E'.

On pourra vérifier que cette forme de l'opérateur de transport adjoint vérifie la relation (1).

Nous allons donner un exemple d'application de la théorie des perturbations. Nous allons déterminer l'effet d'une faible perturbation de l'état critique du réacteur sur le coefficient de multiplication effectif.

Le coefficient de multiplication effectif k_{eff} est définie comme étant la valeur propre de l'équation suivante :

$$\Omega. \nabla\Phi + \sigma.\Phi = \iint \sum_{x \neq f} \sigma' x \, fx(r ; \Omega', E' \to \Omega, E) . \Phi(r, E', \Omega') d\Omega' dE'$$

$$+ \frac{1}{k} \iint \frac{1}{4\pi} \chi .\sigma f (r ; E' \to E) .\Phi(r, \Omega', E') d\Omega'. dE'$$

(2)

L'équation adjointe correspondante pour la valeur propre k^+ est :

$$- \Omega \nabla \phi^+ + \sigma.\phi^+ = \iint \sum_{x \neq f} \sigma x.fx\ (r\ ;\ \Omega,\ E \to \Omega',\ E')\ \Phi(r,\ E',\ \Omega')\ d\Omega'\ dE'$$

$$+ \frac{1}{k} \iint \frac{1}{4\pi} \nu \sigma f(r,\ E \to E')\ \phi^+(r,\ \Omega',\ E')\ dr'\ dE'$$

On suppose que les équations (2) et (3) s'appliquent à un système de référence critique pour lequel $k = k^+ = 1$.

On suppose que ce système de référence est perturbé, il sera alors défini par de nouvelles sections efficaces σ^*, σ^*_x f^*_x, $^* \sigma^*_f$ et une nouvelle valeur propre k^* : le flux neutronique angulaire ϕ^* vérifie l'équation suivante :

$$\Omega \nabla \phi^+ + \sigma^* \phi^* = \iint \sum_{x \neq f} \sigma^*_x\ f^*_x\ (r'\ ;\ \Omega',\ E' \to \Omega,\ E)\ \Phi^*(r,\ \Omega',\ E')\ d\Omega' dE' +$$

$$\frac{1}{k^*} \iint \frac{1}{4\pi} \nu^* \sigma^*_f\ (r\ ;\ E' \to E)\ .\ \phi^*\ (r,\ \Omega',\ E')\ d\Omega' dE'$$

On multiplie l'équation (4) par ϕ^+ (r, Ω, E) et l'équation (3) par ϕ^* (r, Ω, E). Les expressions obtenues sont soustraites et intégrées sur l'ensemble des variables r, Ω et E. La perturbation étant faible, on suppose que l'on peut remplacer ϕ^* par ϕ. $\Delta\sigma$ et $\Delta\sigma f$ représentent les variations sur les sections efficaces. Δk représente la variation du facteur de multiplication effectif. La variation relative de Δk est donnée par :

$$\frac{\Delta k}{k^*} = \frac{- \iiint \Delta\sigma(r,\ E)\ \phi^+\ (r,\ E)\ \Phi(r,\ \Omega,\ E)\ dr\ d\Omega\ dE + \int..\int \Delta\ [\sigma x f(r'\ ;\ \Omega',\ E' \to \Omega,\ E)\ x}{\int.....\int \frac{1}{4\pi} \nu \sigma f(r'\ ;\ E' \to E)\ \Phi^+\ (r,\ \Omega,\ E)\ \Phi\ (r,\ \Omega,\ E).\ d\Omega'\ dr'\ x}$$

$$\frac{.\ \Phi^+\ (r,\ \Omega,\ E)\ \Phi\ (r,\ \Omega',\ E')\ d\Omega'\ dE'\ dE\ dr}{.\ dE'\ d\Omega\ dE}$$

- Equations de la cinétique

Les équations de transport avec neutrons retardés s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Omega \nabla \Phi + \sigma . \Phi = \iint \Sigma\, \sigma' x\, f\, \Phi'\, d\Omega'\, dE' + \iint \tilde{\chi}\, (1-\beta)\, x\, \tilde{\nu}\, \sigma f\, \Phi'\, d\Omega' dE' \\ \qquad\qquad + \sum_j \lambda j\, Cj\, \tilde{\chi}_j + Q \qquad (5) \\ \frac{\partial Cj}{\partial t} + \lambda_j\, C_j = \iint \beta_j\, \tilde{\nu}\, \sigma f\, \Phi'\, d\Omega'\, dE' \qquad (6) \end{cases}$$

Pour établir les équations de la cinétique il faut d'une part considérer l'équation adjointe du système de référence critique :

$$- \Omega \nabla \Phi^+ + \sigma o\, \Phi^+ = \iint \left(\sum_{x \neq f} (\sigma xo\, fxo\, (r\, ;\, \Omega,\, E \to \Omega',\, E')) + \bar{\chi}\, (E') \, x \right.$$

$$\left. \nu\, (r,\, E)\, \sigma fo\, (r,\, E)\, x\, \Phi_o^+\, (r,\, \Omega',\, E')\, d\Omega'\, dE' \right. \qquad (7)$$

Et d'autre part la décomposition du flux neutronique angulaire en un facteur de forme et un facteur d'amplitude tel que :

$$\Phi\, (r,\, \Omega,\, E,\, t) = P(t)\, .\, \psi\, (r,\, \Omega,\, E,\, t)$$

A partir de ces équations, nous faisons le même raisonnement que précédemment c'est à dire que nous multiplions l'équation (5) par ϕ_o^+ et l'équation (7) par ϕ. Les expressions obtenues sont soustraites et intégrées sur l'ensemble des variables.

Nous utilisons également la normalisation du facteur de forme donnée dans le paragraphe I.3.2.

Nous obtenons alors les équations suivantes :

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta(t)}{\Lambda\, (t)}\, \rho(t) + \sum_j \lambda_j\, C_j\, (t) + Q(t)$$

$$\frac{d\, Cj(t)}{dt} = \frac{\beta j(t)}{\Lambda(t)}\, P(t) - \lambda_j\, C_j(t) \qquad j = 1 \to 6$$

Les paramètres cinétiques sont donnés par :

$$\beta j(t) = \frac{1}{F} \int \ldots \int \tilde{\chi}_j (E)\, \beta_j \nu\sigma f (r, E')\, \psi(r, \Omega', E', t)$$

$$\beta(t) = \sum_j \beta_j(t)$$

$$\Lambda(t) = \frac{1}{F} \iiint \frac{1}{v}\, \psi (r, \Omega, E, t)\, \Phi_o^+ (r, \Omega, E)\, dr\, d\Omega\, dE$$

$$C_j(t) = \frac{1}{\Lambda F} \iiint \tilde{\chi}_j (E)\, C_j (r, t)\, \Phi_o^+ (r, \Omega, E)\, dr\, d\Omega\, dE$$

$$Q(t) = \frac{1}{\Lambda F} \iiint Q(r, \Omega, E, t)\, \Phi_o^+ (r, \Omega, E)\, dr\, d\Omega\, dE$$

Le facteur F est plus ou moins arbitraire, il n'a pas d'incidence directe sur le système d'équations (8). Cependant en pratique F est choisi de telle sorte que les différents paramètres aient une interprétation physique simple, à savoir :

$$F(t) \equiv \int \ldots \int \tilde{\chi}(E)\, \nu\sigma f(r, E')\psi(r, \Omega', E', t)\, \Phi_o^+(r, \Omega, E)\, dr\, d\Omega\, dE\, d\Omega'\, dE'$$

Si on considère l'expression de F donnée ci dessus et l'expression de ρ donnée par :

$$\rho(t) = \frac{1}{F} \int \ldots \int \Delta \left[\sum_{x \neq f} \sigma x f x(r\ ;\ \Omega' E' \rightarrow \Omega, E, t) + \tilde{\chi}(E)\, \nu\sigma f (r, E', t) \right]$$

$$\times\, \psi (r, \Omega', E', t)\, \Phi_o^+ (r, \Omega, E)\, dr\, d\Omega\, dE\, d\Omega'\, dE'$$

$$- \iiint \Delta\sigma(r, E, t)\, \psi (r, \Omega, E, t)\, \Phi_o^+(r, \Omega, E)\, dr\, d\Omega\, dE$$

ANNEXE C

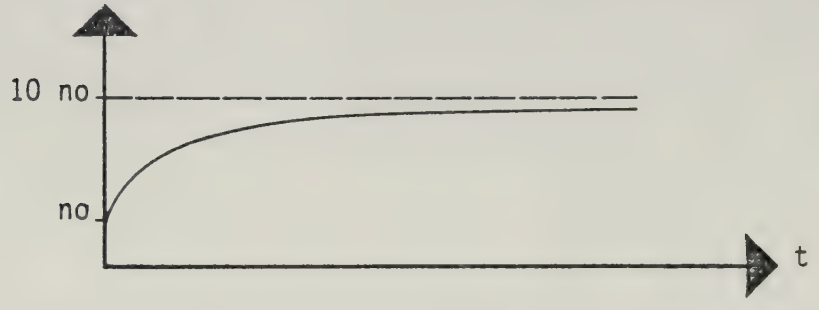
APPROCHE SOUS-CRITIQUE

Considérons un réacteur sous-critique dont la puissance est nulle. Amenons brutalement dans le coeur une source permanente de neutrons qui envoie une quantité de neutrons no par cm^3/sec. Au bout d'un temps infini, la population de neutrons dans le réacteur sera en neutron par cm^3/sec.

$$n = no\ (1 + k + k^2 + \ldots + k^m) = \frac{no}{1 - k}$$

Dans un réacteur sous-critique, où l'on trouve une source neutronique permanente la population neutronique va tendre vers une limite supérieure.

Par exemple si k = 0.2, la limite supérieure sera 10 no.



Lorsque l'on construit un réacteur, on le charge progressivement en surveillant la réaction en chaîne. On surveillera l'approche de k vers 1 (si k = 1 la limite supérieure devient l'infini). Nous plaçons pour cela des détecteurs qui donneront les taux de comptage C proportionnel au niveau de neutron présent dans le réacteur, Co étant le taux de comptage initial proportionnel à no.

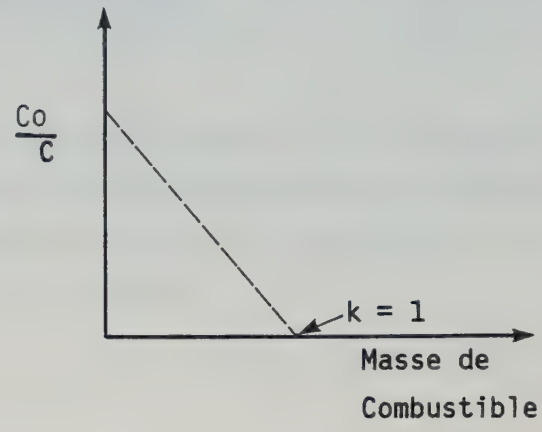
Nous avons donc : $C = \frac{Co}{1 - k}$

soit $\frac{Co}{C} = 1 - k$

Quand $k = 1 \quad \frac{Co}{C} = 0$

Nous traçons donc l'inverse des taux de comptage des différents compteurs en fonction de la masse d'uranium.

De telle sorte que lorsque cette courbe se rapproche très près de l'axe des abscisses, nous sommes proche de la criticité.



L'approche sous-critique peut se faire de la même manière dans un réacteur PWR par dilution borique.

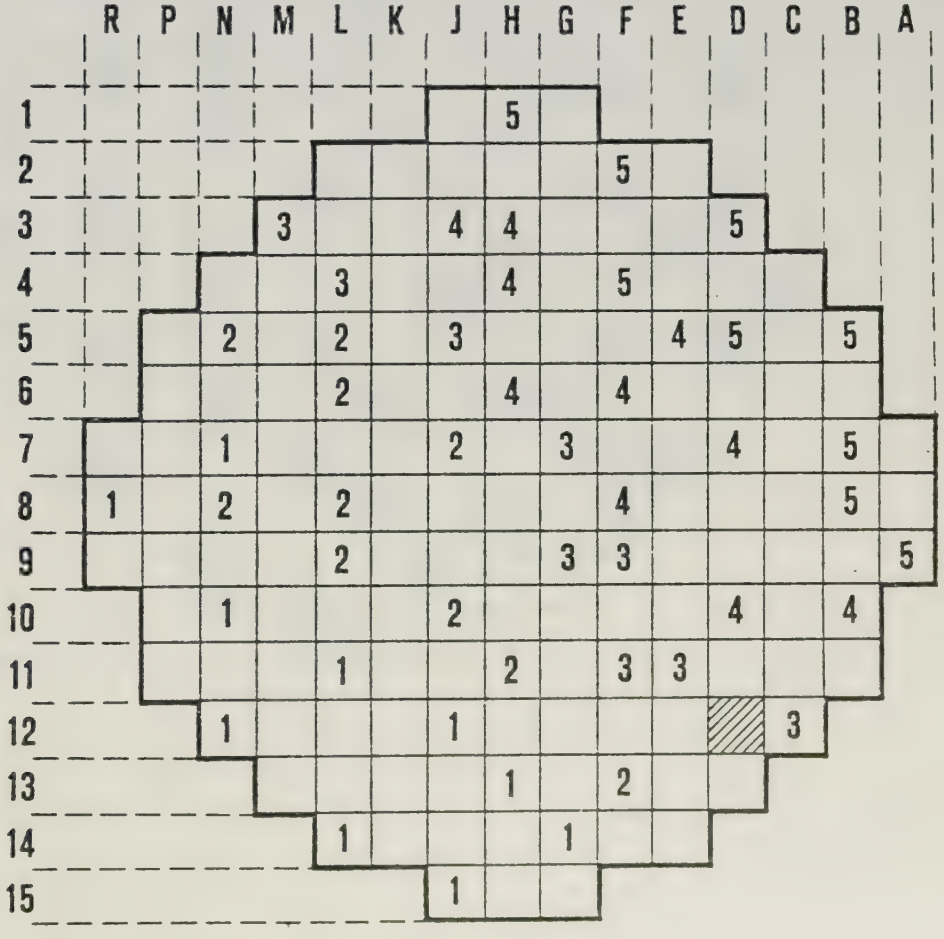
ANNEXE D

DETERMINATION DES COEFFICIENTS α A PARTIR DES CARTES DE DISTRIBUTION DE PUISSANCE SUR UN REACTEUR PWR.

Le but de la détermination de ces coefficients α est de déterminer des zones à l'intérieur du coeur où les basculements de flux soient faibles. Pour cela nous disposons de cartes de distribution de puissance radiale pour les configurations suivantes :

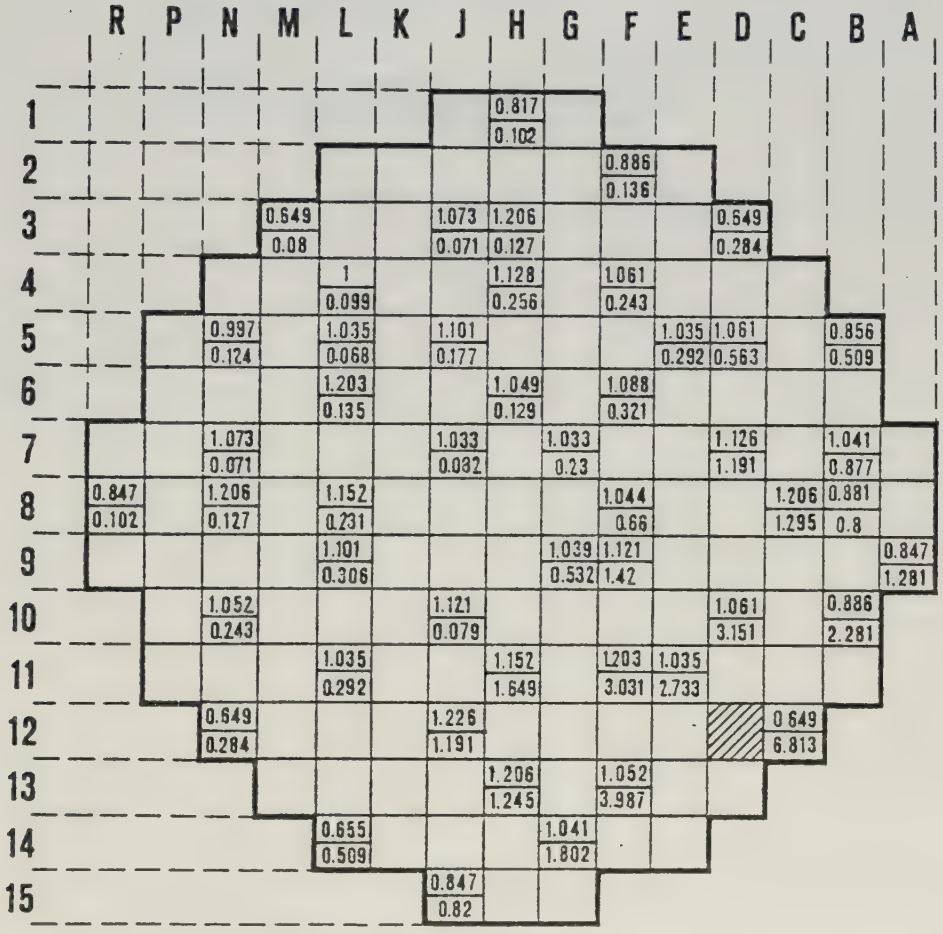
- Toutes grappes hautes.
- Grappes insérées.

Nous savons que nous pouvons disposer de 5 chambres à l'intérieur du coeur. Chaque chambre a à sa disposition 10 assemblages différents, répartis de la manière suivante :

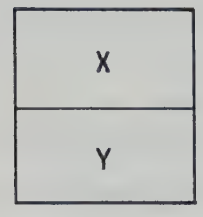


Connaissant donc les différentes possibilités d'emplacement des chambres, nous allons calculer les coefficients α pour chaque position. Nous avons donc déterminé un ensemble de coefficients α dans le cas de la chute des (N.1) grappes (La grappe D.12 qui reste coincée). Nous avons donc à notre disposition deux cartes de distribution de puissance, une correspond à l'état du réacteur barres hautes, l'autre à l'état du réacteur (N.1) grappes insérées.

Nous avons rassemblé l'ensemble de ces données sur la figure suivante



Pour chaque assemblage où l'on peut positionner un détecteur, nous avons :



X : Puissance relative moyenne de l'assemblage dans la configuration barres hautes.

Y : Puissance relative moyenne de l'assemblage dans la configuration (N.1) grappes insérées.

Nous avons donc :

$$\alpha = \frac{X}{Y} = \frac{\Phi L/\langle\Phi\rangle \text{ (Barres hautes)}}{\Phi L/\langle\Phi\rangle \text{ (Barres basses)}}$$

Φ_L : Flux local à l'emplacement du détecteur

$\langle\Phi\rangle$: Flux moyen dans le coeur

ANNEXE E

REPRESENTATIVITE DE DEUX DETECTEURS PLACES EN HAUT ET EN BAS DE LA PARTIE COMBUSTIBLE

Nous montrons dans cette annexe qu'en utilisant la somme des signaux délivrés par des détecteurs placés en haut et en bas de la zone combustible, on a une meilleure approximation du flux moyen dans le coeur.

Prenons par exemple le cas "ORPHEE" :

Nous utilisons pour cela trois distribution* de flux thermique dans le canal V pour trois positions de barres différentes (Fig 1, 2 et 3). Nous disposons de deux détecteurs d_1 et d_2 qui sont placés respectivement en bas et en haut de la zone combustible. Ces détecteurs ont une longueur utile de 225 mm. Nous allons montrer que la somme des signaux provenant de ces deux détecteurs est équivalente à 1 signal délivré par un détecteur d qui intégrerait le coeur sur toute sa hauteur (qui aurait donc une longueur utile de 900 mm).

Chaque signal est proportionnel à la valeur moyenne du flux sur la longueur utile du détecteur.

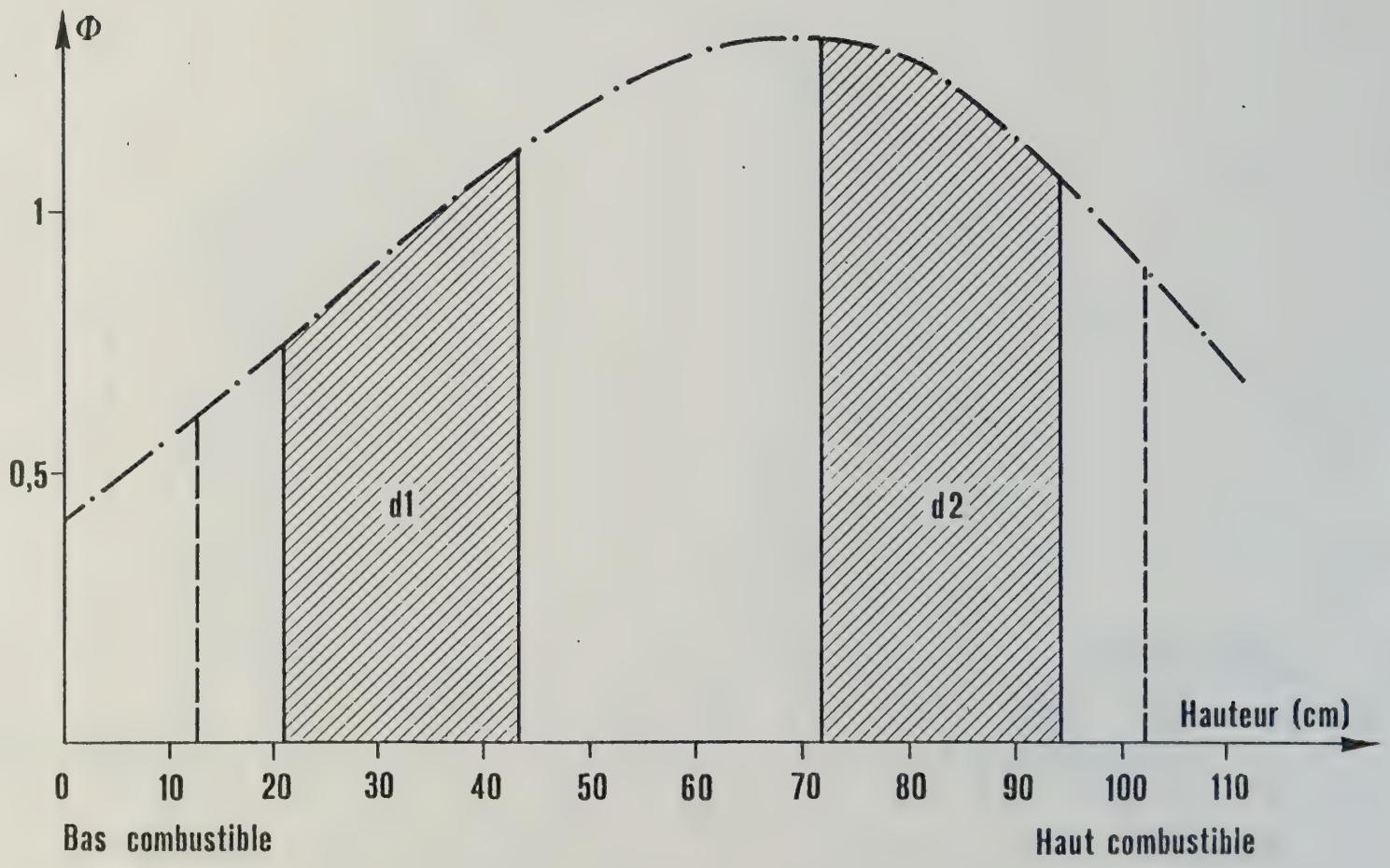
Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau suivant :

POSITION DES BARRES	$\langle\phi\rangle_d$	$\langle\phi\rangle_{d1}$	$\langle\phi\rangle_{d2}$	$\frac{\langle\phi\rangle_{d1} + \langle\phi\rangle_{d2}}{2}$
Côte critique	1.21	1.32	1.12	1.22
Intermédiaire	1.08	0.90	1.07	0.98
Basse	1.08	0.93	1.22	1.07

* Ces distributions de flux sont normalisées à 1 à savoir $\langle \phi \rangle = 1$ sur une hauteur de 1100 mm.

FIGURE 1

FLUX THERMIQUE DANS LE CANAL V (BARRES COTE CRITIQUE) $< \phi > = 1$



FLUX THERMIQUE DANS LE CANAL V : $\langle \phi \rangle = 1$

POSITION INTERMEDIAIRE ENTRE LA COTE CRITIQUE ET LA POSITION BASSE

FIGURE 2

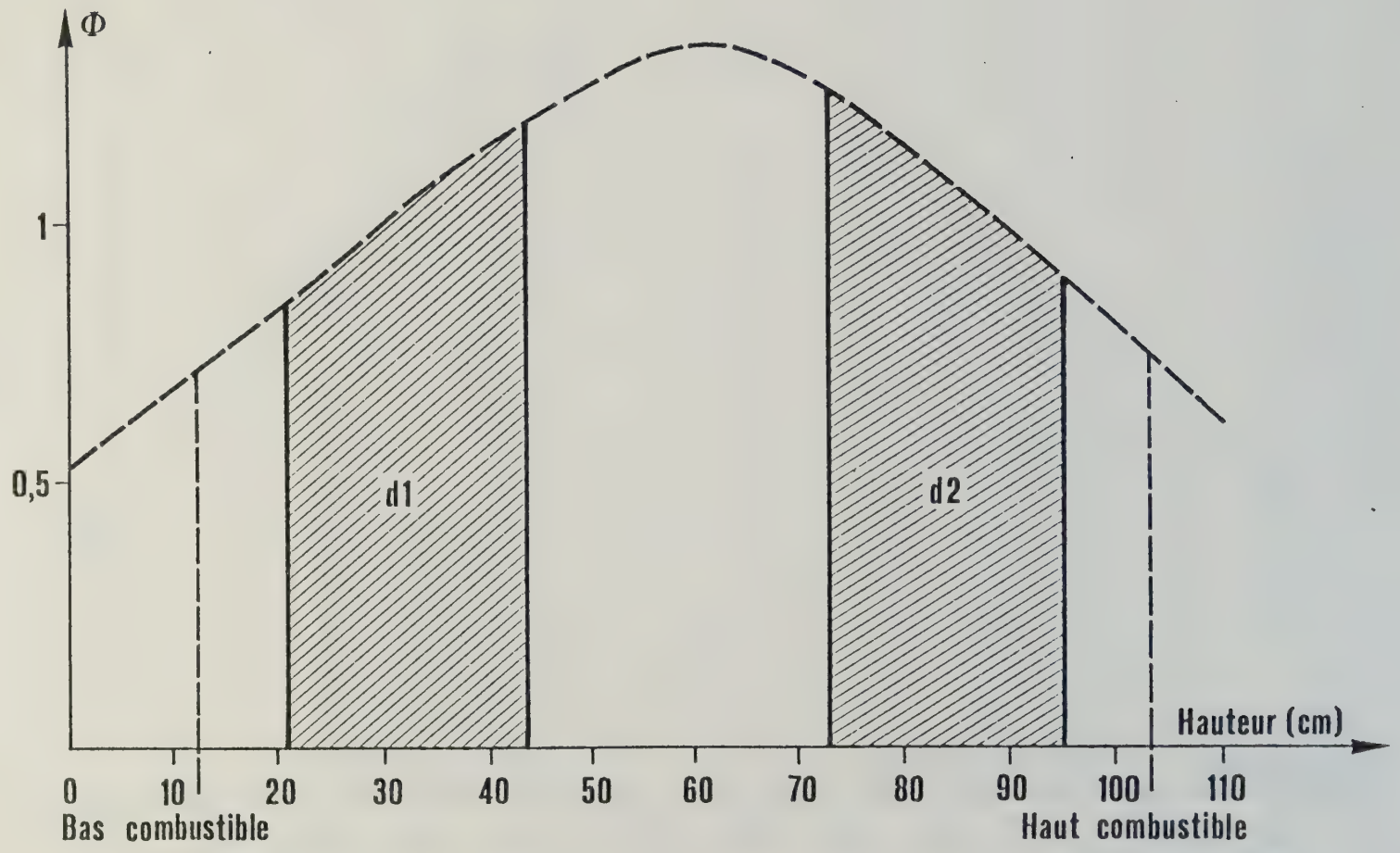
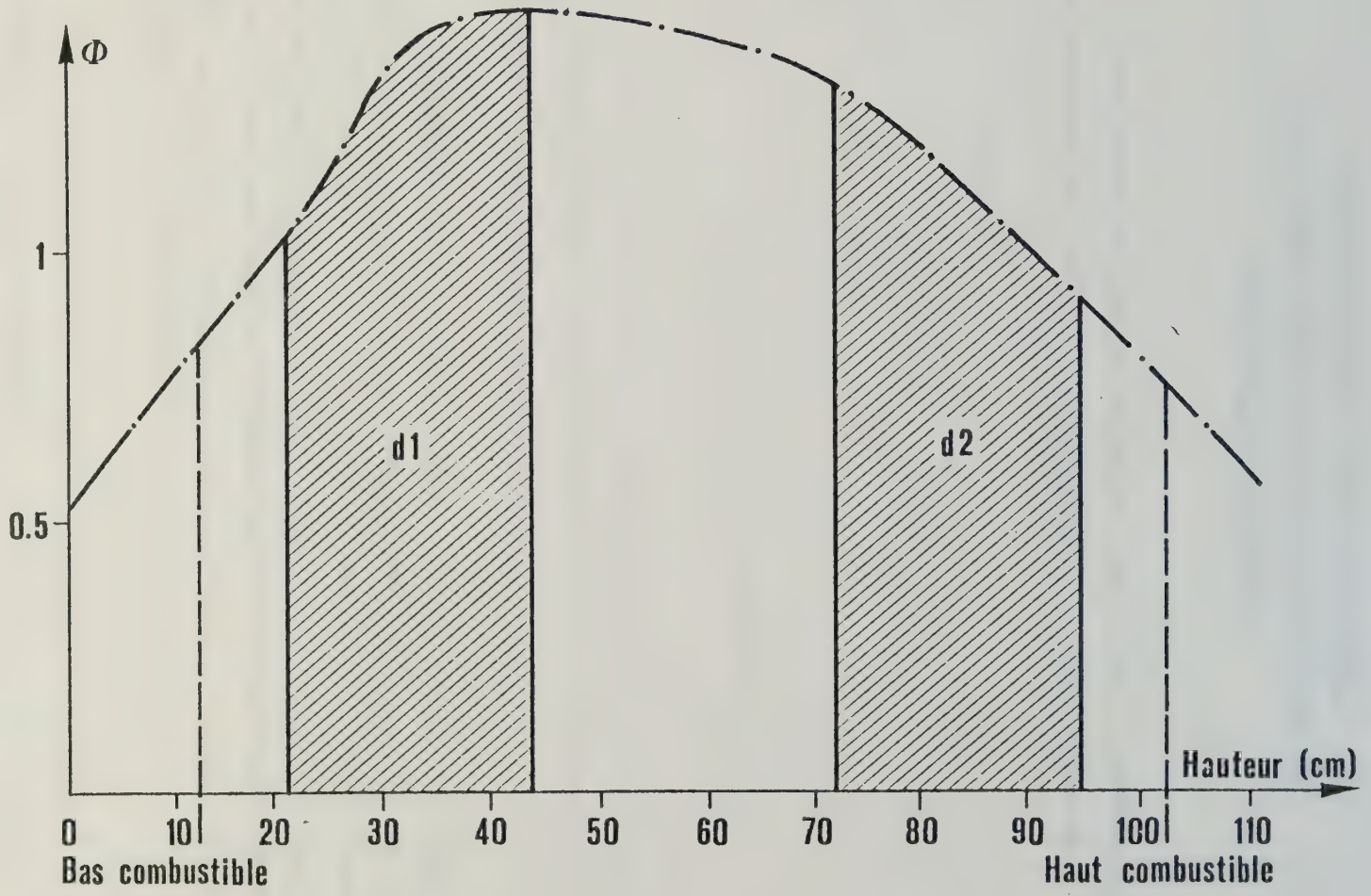


FIGURE 3

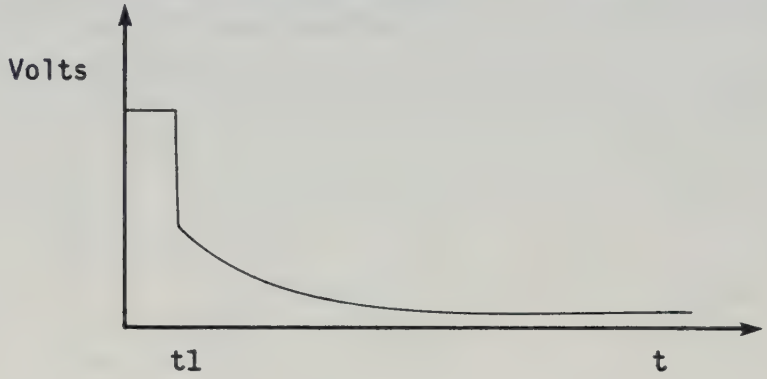
FLUX THERMIQUE DANS LE CANAL V (BARRES BASSES) : $< \phi > = 1$



ANNEXE F

AJUSTEMENT DE LA TENSION RESIDUELLE D'UN SIGNAL REPRESENTATIF DU FLUX NEUTRONIQUE APRES UNE CHUTE DE BARRE

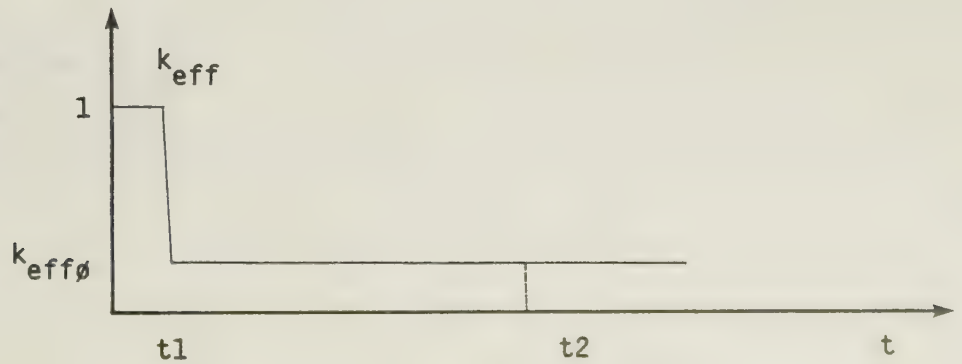
Nous avons vu que la variation d'un signal, représentatif du flux neutronsique, en fonction du temps avait la forme suivante :



Théoriquement la valeur assymptotique de ce signal doit être nulle, car cinq minutes après la chute des barres (instant t1), il ne doit plus rester de neutrons dans le réacteur.

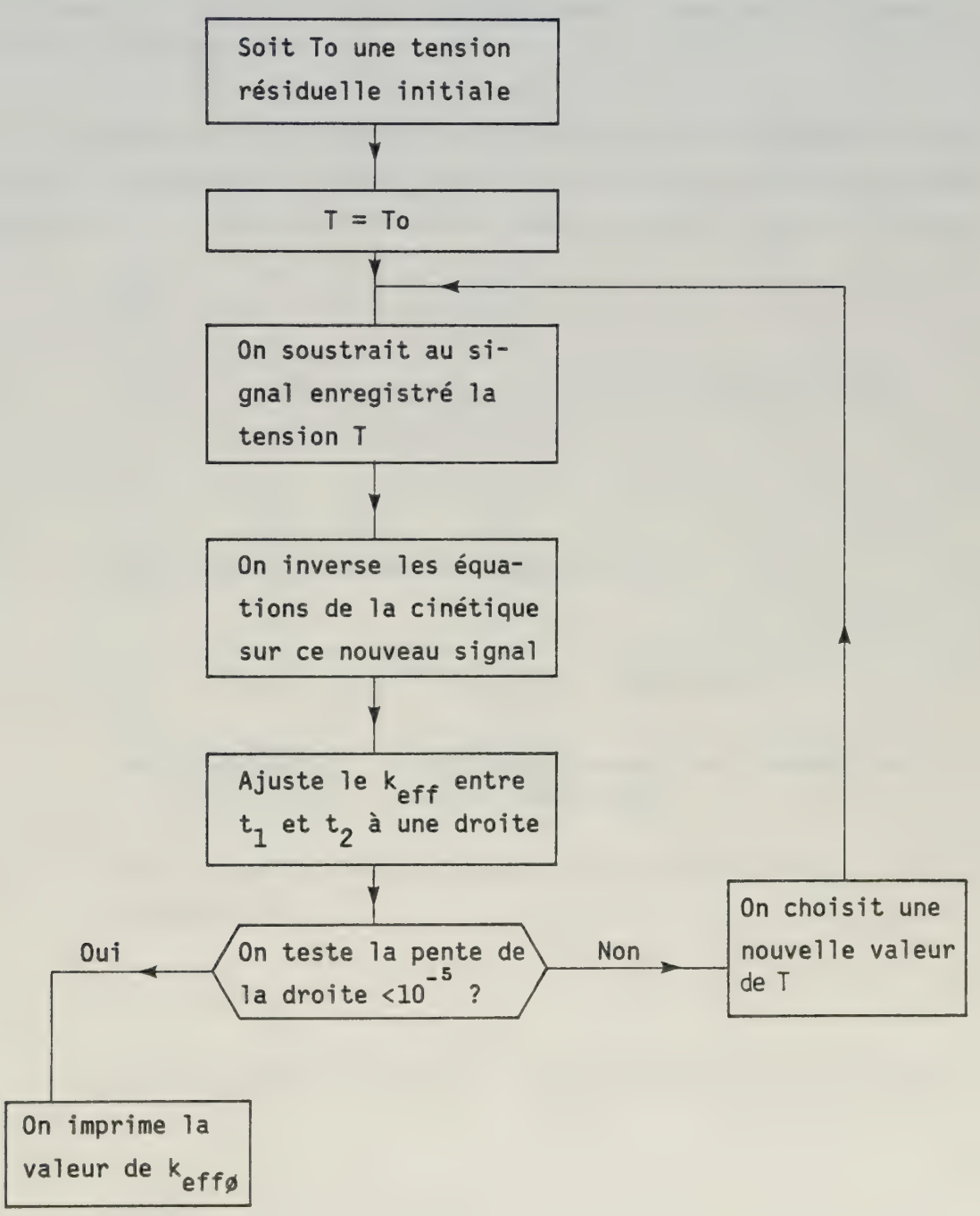
Cependant, nous avons constaté que ce signal ne tendait pas vers zéro mais vers une valeur de quelques millivolts. Ceci est dû à la difficulté d'ajuster les tensions d'offset des amplificateurs opérationnels de la chaîne de mesure, de telle sorte que l'on ait une tension en sortie nulle pour une tension d'entrée nulle. Il faut donc soustraire à ce signal une tension constante de telle sorte que l'on ait représentation physique du flux neutronique.

Si nous inversons les équations de la cinétique sur un signal représentatif du flux neutronique, la variation du facteur de multiplication effectif au cours du temps doit être de la forme suivante :



Effectivement, le niveau de puissance étant faible, le k_{eff} du réacteur doit être constant après la chute des barres. Nous utiliserons donc cette propriété pour ajuster la tension résiduelle du signal (Nous considérons pour cela que les paramètres cinétiques β_i et λ_i intervenant dans le modèle réacteur-point sont corrects).

Le principe de cet ajustement est défini par l'alégorithme suivant :



ANNEXE G

CALCUL DE LA POSITION DES BARRES

Nous avons comme donnée un signal représentant la variation de la vitesse des barres au cours du temps. Nous connaissons également la position du dash-pot (amortisseur) par rapport à la course des barres, à savoir lorsque les barres rentrent dans le dash-pot, il leurs reste 40 pas à effectuer.

Connaissant deux positions de barre, le point de départ et le dash-pot, en intégrant le signal de vitesse au cours du temps, nous pouvons calculer la position des barres à chaque instant d'échantillonnage.

$$\frac{dz(t)}{dt} = v(t) \qquad t = 0,\ v(t) = 0$$

$Z(t) = \int_0^t v(t)\,dt$. L'origine est prise en position haute

$t = 0\ z(t) = 0$

L'entrée dans le dash-pot se situe pour t = 1.28 s.

$$\int_0^{1.28} v(t)\,dt = \int_0^{1.28} a.s(t)\,dt : 2944.38 \text{ mm}$$

$$a = \frac{2944.38 \text{ mm}}{\int_0^{1.28} s(t)\,dt}$$: s(t) signal enregistré représentant la vitesse des barres.

a est un coefficient de proportion qui permet d'avoir la vitesse en m/s.

a = 17.33 mm.

On peut estimer la vitesse maximale atteinte par les barres à 4.6 m/s.

On pose : $I^{(n)} = \int_0^{tn} s(t)\,dt$

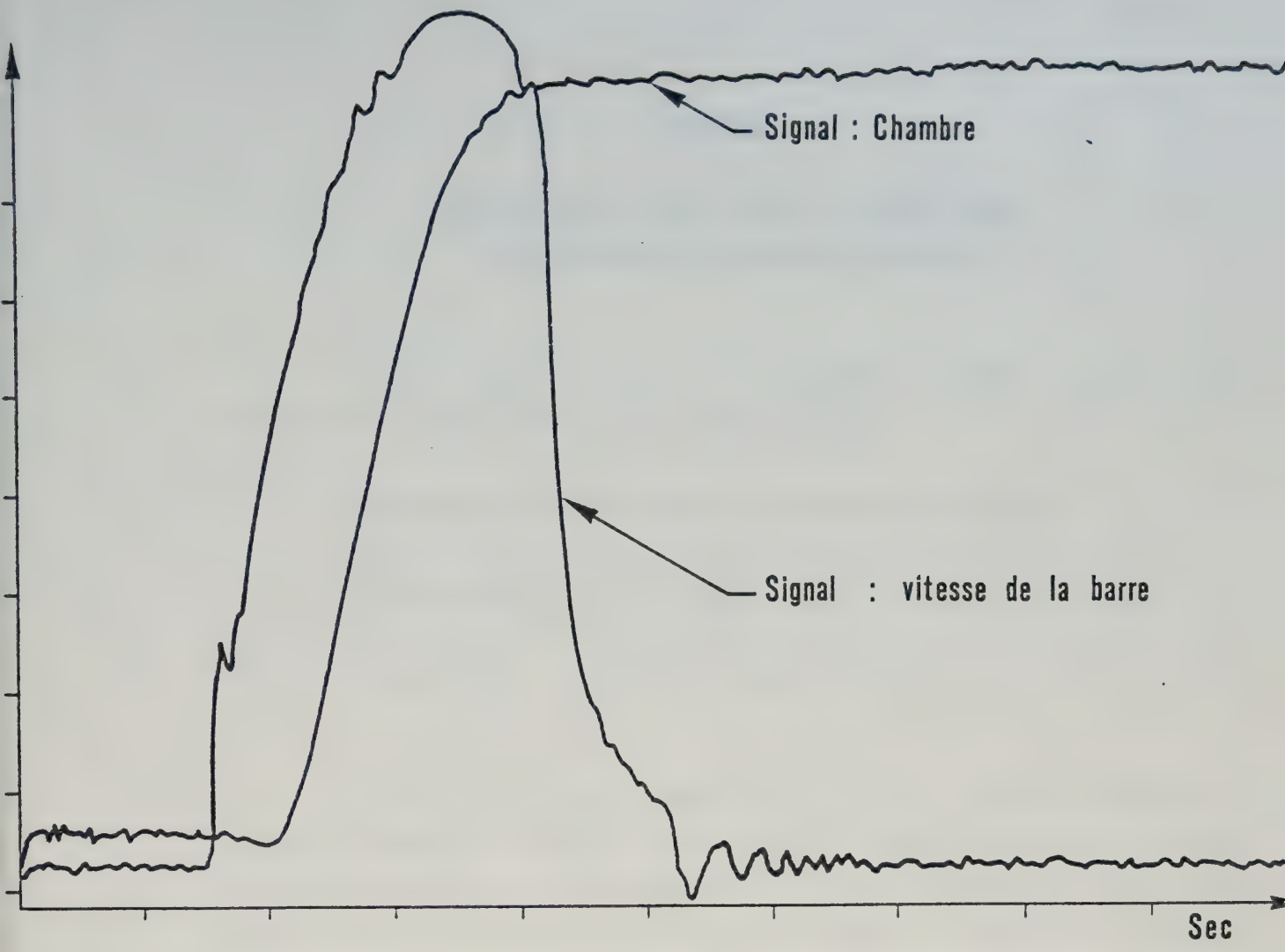
$$Z^{(n)} = a.I^{(n)}$$

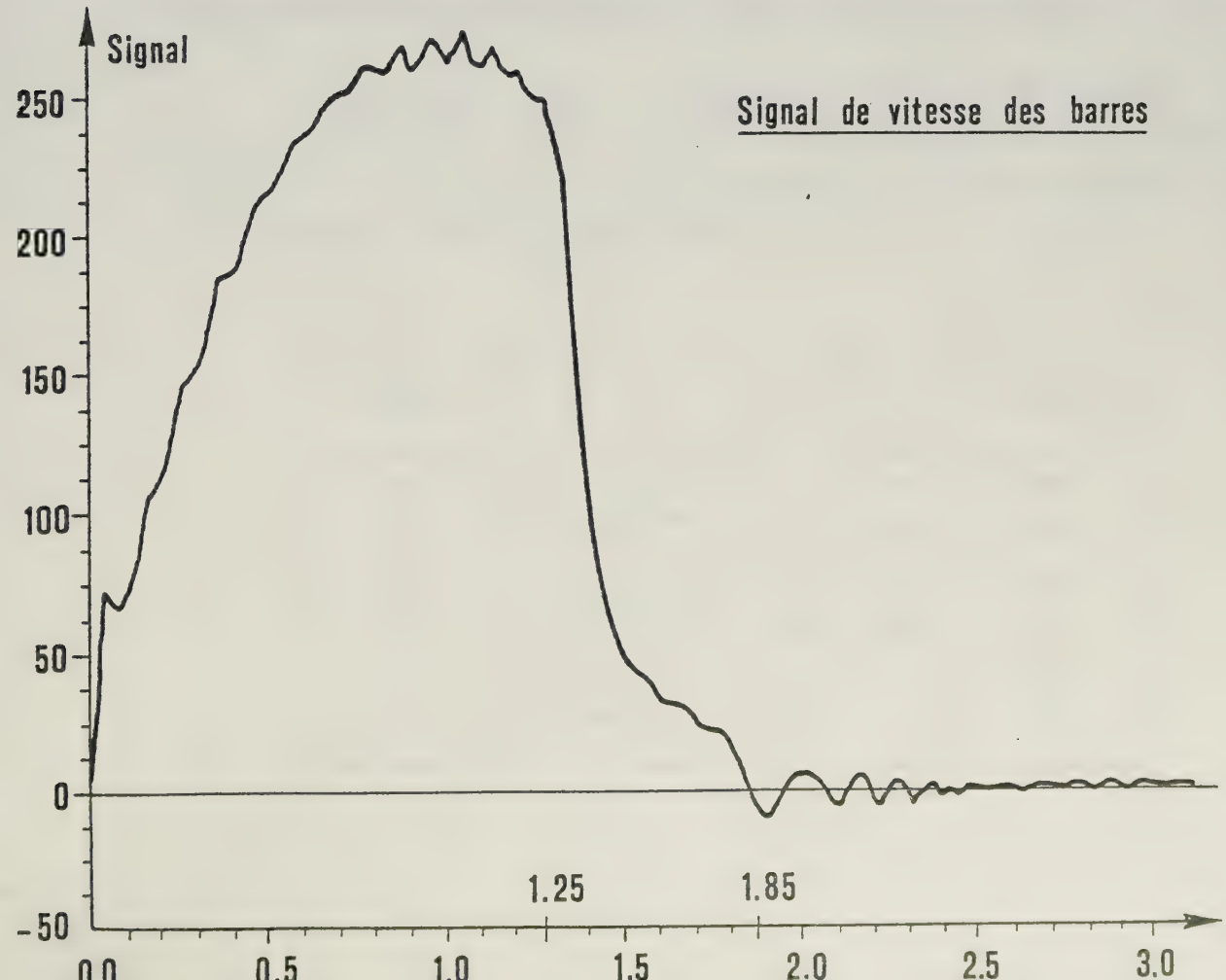
Pour avoir la position en pas

$$Z_{pas}^{(n)} = \frac{3581 - Z^{(n)}}{15.92}$$

1 pas = 15.92 mm

TEMPS (s)	POSITION DES BARRES EN PAS	
0	225	
0.125	221	
0.275	210	
0.375	199	
0.425	192	
0.525	178	
0.625	162	
0.675	153	
0.775	135	
0.875	116	
1.025	88	
1.075	78	
1.125	68	
1.175	59	
1.225	49	
1.28	40	→ Position de réponse. Entrée des barres dans le dash-pot.
1.325	31	
1.375	22	
1.475	13	
1.525	10	
1.625	7	
1.775	4	
1.875	3	





Signal de vitesse des barres

ANNEXE H

ESTIMATION DU TERME SOURCE PHOTONEUTRONS EN FONCTION DU NIVEAU DE PUISSANCE

Nous avons vu que l'incertitude relative sur Δko est fonction de l'incertitude sur le terme source.

Nous avons effectivement les relations suivantes :

$$\frac{\delta \Delta k}{\Delta k} = \frac{-\delta R}{R\,(1-R)} + \frac{\delta \beta + \delta \Delta ko}{\beta + \Delta ko}$$

$$\Delta ko = \frac{\ell . S}{No}$$ S étant le terme source.

Dans le cas des expériences que nous avons réalisé sur le réacteur "ORPHEE" le terme source sera dû essentiellement aux neutrons créés par réaction (γ,n) des produits de fissions émetteurs de photoneutrons de période longue (T>10 mn) qui auraient été accumulés au cours du fonctionnement du réacteur avant l'essai de chute des barres.

Nous avons estimé ce terme source par un fonctionnement continu du réacteur. Les chutes de barres sont précédées d'une stabilisation de10 mn. Les émetteurs de photoneutrons qu'on peut considérer comme hors équilibre au bout de 10 mn sont :

Groupes	λ_j s^{-1}	T1/2	β_j (pcm)
10	$1.5\ 10^{-3}$	≅ 7.7 mn	1.684
11	$4.28\ 10^{-4}$	≅ 27 mn	0.716
12	$1.17\ 10^{-4}$	≅ 98 mn	0.477
13	$4.37\ 10^{-5}$	≅ 266 mn	0.160
14	$3.63\ 10^{-6}$	≅ 53 h	0.005
15	$6.26\ 10^{-7}$	≅ 307 h	0.005

Leur évolution est décrite par :

$$(1)\ \frac{dCj}{dt} = \beta_j \frac{n}{l} - \lambda_j C_j$$

En sachant que : $l = \frac{1}{v.\nu.\Sigma f}$

v vitesse d'un neutron

ν nombre moyen de neutrons émis par fission.

Σ_f section efficace de fission.

$$\Phi = \frac{n.v}{\text{Volume du coeur}}$$

$P = \mu\ \Sigma\ f\ \Phi$ (volume du coeur)

μ : énergie libérée par fission

l'équation (1) s'écrit :

$$\frac{dCj}{dt} = \beta_j \frac{P.\nu}{\mu} - \lambda_j C_j$$

On a donc : $C_j(t) = \beta_j \frac{P.\nu}{\lambda j \mu} (1 - e^{-\lambda jt})$

Le terme source à considérer pour un fonctionnement stable continu du réacteur à la puissance P_I est donc :

$$S(\gamma, n)\ (t) = \sum_{j=10}^{15} \lambda_j C_j\ (t)\ .\ \frac{P.\nu}{\mu} \sum_{j=10}^{15} \beta_j\ (1 - e^{-\lambda jt})$$

t en seconde P en watts.

$\nu = 2.57.$

$\mu = 3.23.10^{-11}$ watt/fission.

La figure 1 et le tableau I présentent ce terme en neutrons par seconde : pour des fonctionnements stables à 100 W, 1kw, 100kw et 14kw. La connaissance du terme source présente aussi un intérêt en fonction du temps de décroissance t_D ce qui conduit à la formule :

$$S(\gamma, n) : \frac{P.\nu}{\mu} \sum_{j=10}^{15} \beta_j \, (1 - e^{-\lambda j t}) \, e^{-\lambda j t}$$

Nous trouverons ces valeurs dans les tableaux II et III.

Elles nous conduisent à fixer un pas au moins égal à l'heure entre les mesures de chute de barres à puissance nulle. L'examen des tableaux I et III montre qu'une puissance de 14 kw pour un temps de fonctionnement de 3 jours conduit à une source de neutrons 50 fois supérieure à la source de 3 000 Ci Sb.Be, 10 heures après la chute des barres.

- <u>Niveau de puissance requis pour minimiser l'incertitude sur le terme source</u>.

En majorant par une valeur de 50 % l'imprécision sur chaque β_j ($10 \leq j \leq 15$) l'incertitude sur le terme source est :

$$\delta S(\gamma, n)\,(t) = 0.5 \; . \; S(\gamma, n)\,(t)$$

Pour que l'incertitude relative sur Δk total, liée à l'imprécision sur le terme source soit inférieure à 5 ‰, il faut que :

$$\frac{\delta \Delta ko}{\beta + \Delta ko} \leq 5.10^{-3}$$

Avec : $$\Delta ko = \frac{\mu}{\nu} \frac{S(\gamma, n)\,(t)}{Po}$$

$$\delta \Delta ko = \frac{\mu}{\nu} \frac{\delta\, S(\gamma, n)\,(t)}{Po}$$

Le niveau de puissance Po nécessaire est :

$$Po(t) \geq \frac{\mu}{5.10^{-3} \nu \cdot \beta} (\delta S(\gamma, n)(t) - 5.10^{-3} S(\gamma, n)(t))$$

Soit avec 50 % d'incertitude sur la source :

$$Po(t) \geq \frac{99}{\beta} \frac{\mu}{\nu} S(\gamma, n)(t)$$

Avec cette valeur $\Delta k_o = \frac{\beta}{99} \neq 10^{-2} \beta$

Nous avons supposé que le réacteur avait fonctionné à une puissance P pendant un temps de fonctionnement T_F, avait été arrêté pendant un temps T_D et que nous remontions à la puissance P_o pour effectuer la chute de barres.

Dans ces conditions la figure 2 et le tableau IV présentent le niveau de puissance requis P_o pour que l'incertitude sur Δk, due aux imprécisions sur la source soit inférieure à 5 ‰.

P_o est présenté au cours du temps pour un fonctionnement continu avant la chute à une puissance stable P de 100 W, 1 kw, 100 kw et 14 kw.

Pour un temps de fonctionnement de 50 jours à 14 Mw, on obtient les valeurs suivantes :

Po (kw)	$6.06\ 10^3$	$1.2\ 10^3$	1.10^2	60
T_D heures	0	1	10	14

Compte tenu des indications données dans les tableaux I. IV, nous en déduisons qu'après un palier de puissance de 50 heures à 14 Mw nous ne pourrons effectuer les étalonnages d'absorbants qu'environ 10 heures après la chute des barres.

TABLEAU I

$S(\gamma,n) = f$ (temps de fonctionnement P)

t (heure)	Groupes	$1 - e^{-\lambda t}$	$\beta_i(1-e^{-\lambda t_i})$	S(γ,n) 100 W (n/s)	S(γ,n) 1 KW (n/s)	S(γ,n) 100 KW (n/s)	S(γ,n) 14 KW (n/s)
0.1	10 11 12 13 14 15	0.417 0.143 0.041 0.016 0.01 0.002	0.703 0.102 0.020 0.003 - 	$6.59\ 10^{7}$	$6.59\ 10^{8}$	$6.59\ 10^{10}$	$9.23\ 10^{12}$
1	10 11 12 13 14 15	0.996 0.787 0.344 0.145 0.013 0.002	1.677 0.563 0.164 0.023 - -	$1.93\ 10^{8}$	$1.93\ 10^{9}$	$1.93\ 10^{11}$	$2.70\ 10^{13}$
10	10 11 12 13 14 15	1 1 0.985 0.792 0.123 0.022	1.684 0.716 0.470 0.127 0.001 0.002	$2.39\ 10^{8}$	$2.39\ 10^{9}$	$2.39\ 10^{11}$	$3.34\ 10^{13}$
50	10 11 12 13 14 15	1 1 1 1 0.481 0.106	1.684 0.716 0.477 0.160 0.002 0.010	$2.43\ 10^{8}$	$2.43\ 10^{9}$	$2.43\ 10^{11}$	$3.40\ 10^{13}$
100	10 11 12 13 14 15	1 1 1 1 0.730 0.202	1.684 0.716 0.477 0.160 0.004 0.019	$2.44\ 10^{8}$	$2.44\ 10^{9}$	$2.44\ 10^{11}$	$3.41\ 10^{13}$
500	10 11 12 13 14 15	1 1 1 1 0.999 0.675	1.684 0.716 0.477 0.160 0.005 0.064	$2.47\ 10^{8}$	$2.47\ 10^{9}$	$2.47\ 10^{11}$	$3.46\ 10^{13}$
1 000	10 11 12 13 14 15	1 1 1 1 1 0.895	1.684 0.716 0.477 0.160 0.005 0.085	$2.49\ 10^{8}$	$2.49\ 10^{9}$	$2.49\ 10^{11}$	$3.48\ 10^{13}$

TABLEAU II

Temps d'irradiation = 0,1 heure — Puissance P = 100 watts

GROUPES	T = 0		T = 30 mn		T = 1 heure	
	$\beta_i(1-e^{-\lambda t})e^{-\lambda t}$	S(γn) (n/s)	$\beta_i(1-e^{-\lambda t})e^{-\lambda t}$	S(γn) (n/s)	$\beta_i(1-e^{-\lambda t})e^{\lambda t}$	S(γn) (n/s)
10	0.703		0.047		0.003	
11	0.102		0.047		0.022	
12	0.020	$6.59\ 10^{7}$	0.016	$0.9\ 10^{7}$	0.013	$0.3\ 10^{7}$
13	0.003		0.003		0.003	
14						
15						

TABLEAU III

Temps d'irradiation = 50 heures — Puissance P = 14 watts

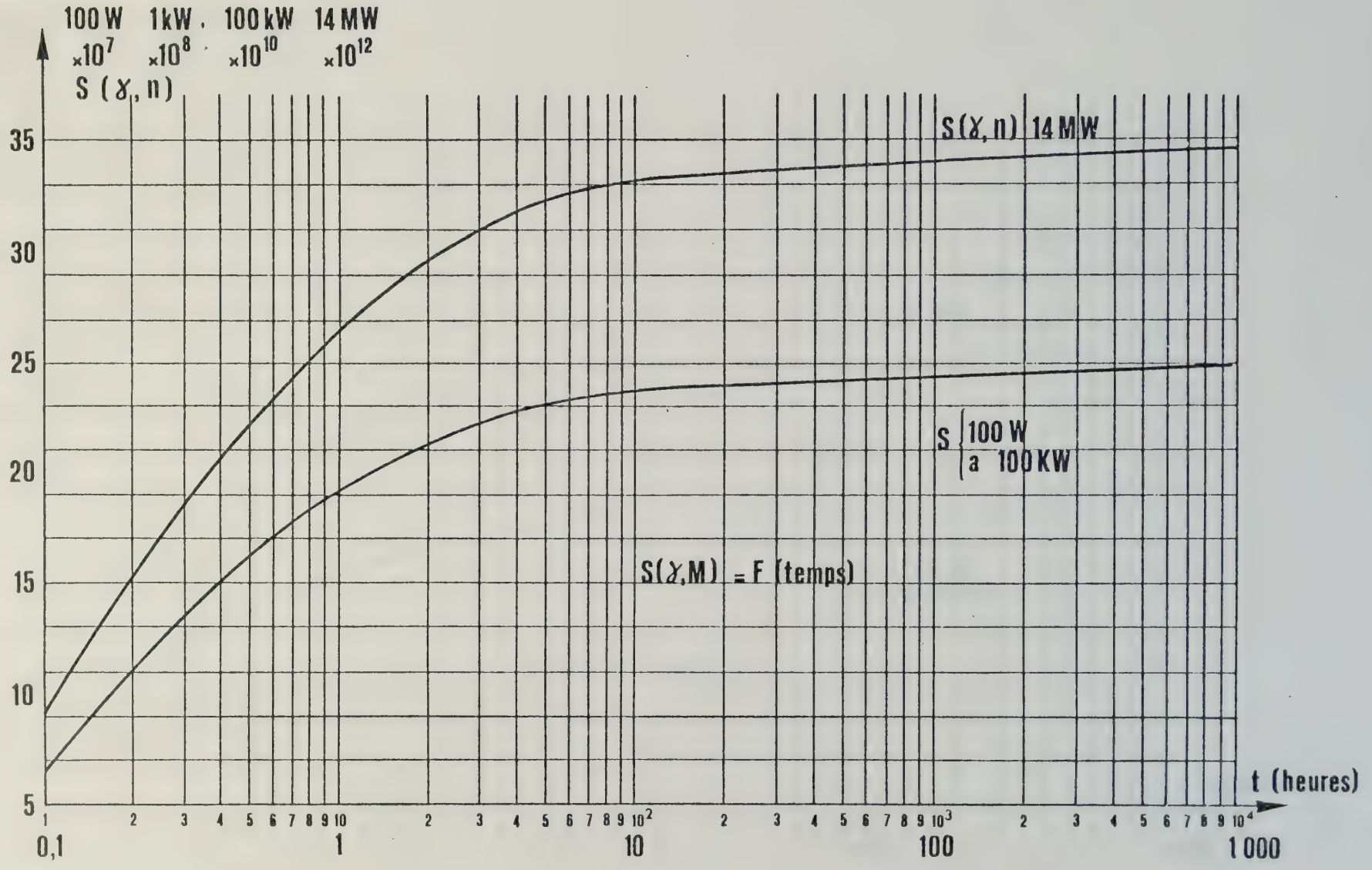
GROUPES	T = 1 heure		T = 10 heures		T = 14 heures	
	$\beta_i(1-e^{-\lambda t})e^{-\lambda t}$	S(γn) (n/s)	$\beta_i(1-e^{-\lambda t})e^{-\lambda t}$	S(γn) (n/s)	$\beta_i(1-e^{-\lambda t})e^{\lambda t}$	S(γn) (n/s)
10	0.008					
11	0.154					
12	0.313	$6.95\ 10^{12}$	0.007	$5.77\ 10^{11}$	0.0013	$3.45\ 10^{11}$
13	0.137		0.033		0.018	
14	0.002		0.002		0.002	
15	0.010		0.010		0.010	

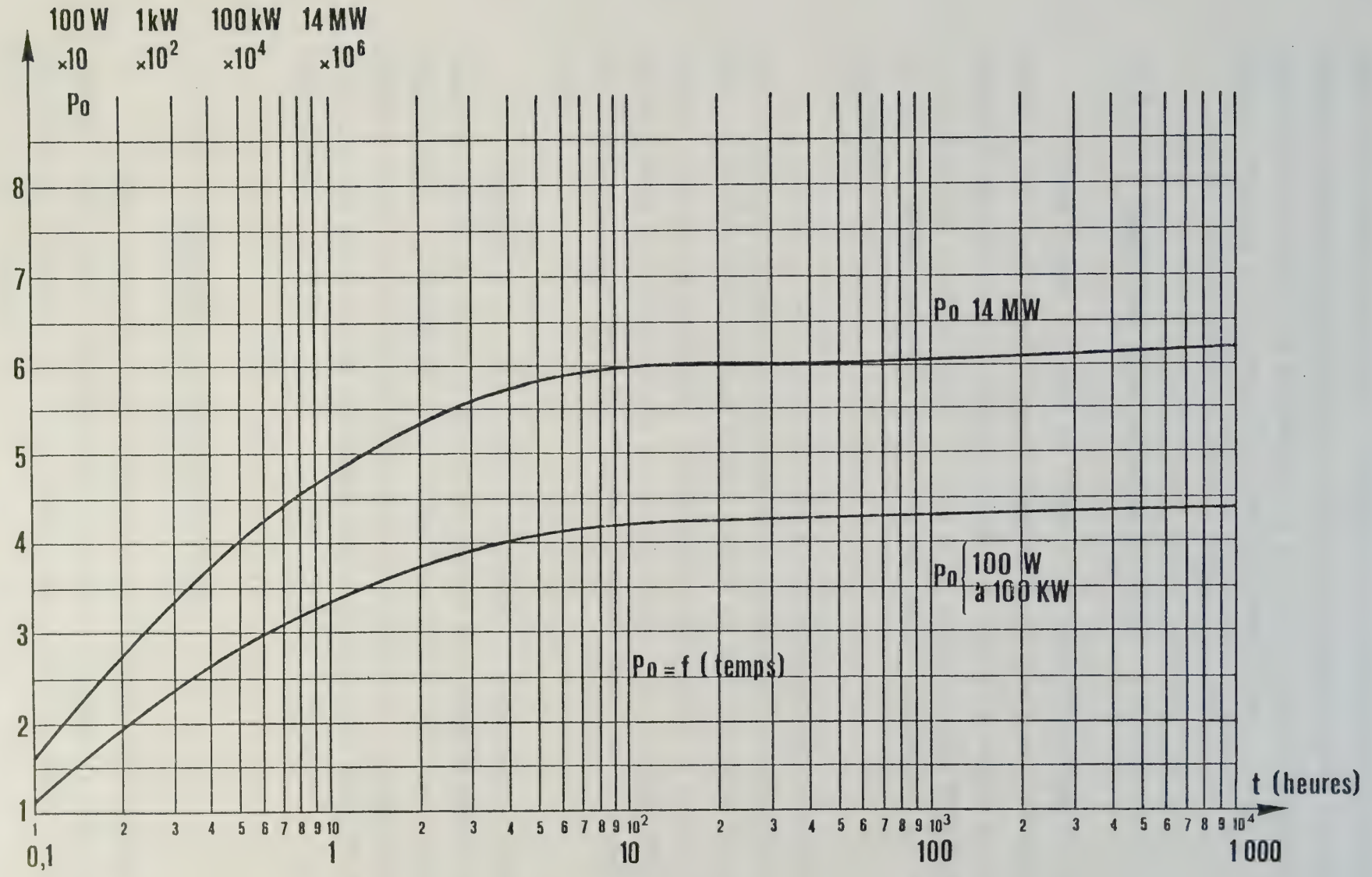
TABLEAU IV

$P_0(t)$ = f (temps de fonctionnement, P)
Pour un temps de décroissance nul

$$P_0(t) = \frac{99}{\beta} \frac{\mu}{\nu} S\ (\gamma,n)\ (t)$$

Temps de fonctionnement (en heures)	P_0 (watts) (P = 100 watts)	P_0 (watts) (P = 1 KW)	P_0 (watts) (P = 100 KW)	P_0 (watts) (P = 14 MW)
0.1	11.7	117	$11.7\ 10^3$	$1.64\ 10^6$
1	34.3	343	$34.3\ 10^3$	$4.8\ 10^6$
10	42.5	425	$42.5\ 10^3$	$5.95\ 10^6$
50	43.2	432	$43.2\ 10^3$	$6.05\ 10^6$
100	43.3	433	$43.3\ 10^3$	$6.06\ 10^6$
500	43.9	439	$43.9\ 10^3$	$6.15\ 10^6$
1000	44.2	442	$44.2\ 10^3$	$6.20\ 10^6$


100 W 1kW . 100 kW 14 MW
×10^7 ×10^8 ×10^10 ×10^12
S (γ, n)
35
30
25
20
15
10
5
S(γ, n) 14 MW
S { 100 W a 100 KW
S(γ,M) = F (temps)
t (heures)
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 2 3 4 5 6 7 8 9 10^2 2 3 4 5 6 7 8 9 10^3 2 3 4 5 6 7 8 9 10^4
0,1 1 10 100 1 000


100 W
×10
1 kW
×10²
100 kW
×10⁴
14 MW
×10⁶
Po
8
7
6
5
4
3
2
1
Po 14 MW
Po { 100 W à 100 KW
Po = f (temps)
t (heures)
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 2 3 4 5 6 7 8 9 10² 2 3 4 5 6 7 8 9 10³ 2 3 4 5 6 7 8 9 10⁴
0,1
1
10
100
1 000

Nous remarquons qu'une variation des paramètres γ_R et $\bar{K}$ n'influence de manière sensible le facteur de multiplication effectif que quelques secondes (# 4 s) après la complète insertion des barres. Par contre, une variation des paramètres γ_u et $k_{eff\emptyset}$ a une influence dès les premiers instants et sur toute la suite du transitoire.

III.2.2.3. - Conditions expérimentales optimales.

Nous avons vu lors de l'étude de sensibilité que les paramètres γ_u et $\bar{K}$ ont une influence temporelle voisine sur l'évolution du facteur de multiplication effectif après une insertion rapide des barres sur un réacteur en puissance. Il sera donc impossible de déterminer le bon jeu de paramètres sans avoir une estimation préalable sur un des deux coefficients.

En fait, les conditions de fonctionnement des réacteurs PWR sont telles que le coefficient modérateur dépend de la concentration en bore. Ce coefficient est bien connu en début de cycle lorsque la concentration en bore est maximale, le coefficient modérateur a alors une valeur minimale et l'incertitude sur cette valeur est également minimale. Les conditions expérimentales idéales seraient donc en tout début de cycle.

Cependant si nous voulons mesurer le coefficient d'échange thermique moyen en cours de cycle, il faudra au préalable mesurer expérimentalement le paramètre γ_R qui tient compte à la fois de l'effet modérateur et de l'effet de redistribution de puissance. L'incertitude que l'on aura sur cette mesure influencera donc la précision que l'on pourra avoir sur $\bar{K}$.

III.2.2.4. - Formulation de l'identification.

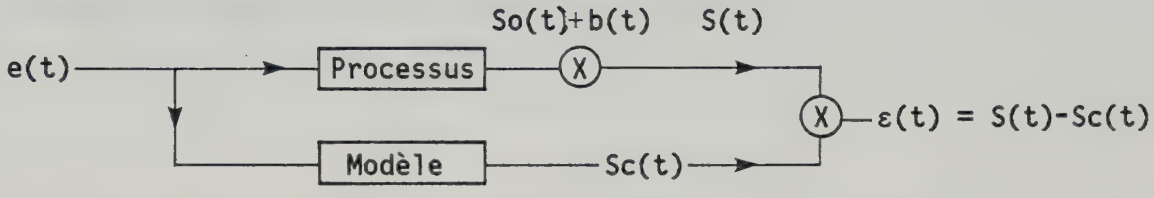
Nous disposons pour réaliser cette étude d'un ensemble de signaux, issus de l'instrumentation excore du réacteur. Ces signaux représentent l'évolution du flux neutronique après une insertion rapide des barres de commande.

ANNEXE I

INFLUENCE DU BRUIT SUR L'AJUSTEMENT

I. - BRUITS SE SUPERPOSANT AU SIGNAL DE SORTIE

Le processus et le modèle peuvent être représenté de la façon suivante :



L'application de la méthode consiste à minimiser la quantité :

$$(1) \qquad F = \frac{1}{T}\int_{to}^{to+T} (So(t) + b(t) - Sc(t))^2 \, dt$$

Alors qu'il faudrait minimiser la quantité :

$$(2) \qquad Fo = \frac{1}{T}\int_{to}^{to+T} (So(t) - Sc(t))^2 \, dt$$

L'expression (1) peut s'écrire :

$$F = \frac{1}{T} \int_T b^2(t)\, dt + Fo + \frac{2}{T} \int_T b(t) - (So(t) - Sc(t))\, dt$$

Le premier terme n'est autre que la moyenne temporelle $\sigma_b^2(t)$ sur T du carré de b(t). Dans toute cette étude nous supposons le bruit aléatoire, centre et stationnaire.

L'hypothèse de stationnarité implique que $\sigma_b^2(t)$ tend vers la variance σ_b^2 du bruit lorsque T tend ver l'infini. Lors de la minimisation ce terme reste constant, puisque l'on se réfère toujours à la même évolution de S(t). Il ne déplace pas la position du minimum.

Le troisième terme dépend des paramètres du modèle, mais on peut voir qu'il tend vers zéro lorsque T tend vers l'infini. Si b (t) est indépendant de εo (t) = So(t) - Sc(t). Ce terme tend en effet vers l'espérance mathématique du produit 2b (t). εo (t) qui est nulle le bruit étant centré. Ainsi F tend vers Fo + σ_b^2 quand T tends vers l'infini.

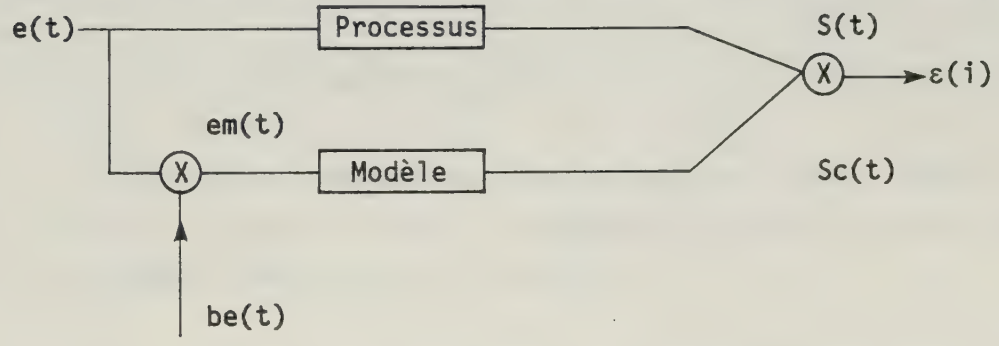
Pratiquement il suffit, pour que le troisième terme soit négligeable pour la minimisation, que T soit quand vis à vis du temps de cohérence du bruit, autrement dit si B représente la largeur de bande de fréquence du bruit, se soit vérifée la relation.

$$BT >> 1$$

Si le signal est échantillonné, il faut de plus que le pas d'échantillonnage soit petit devant T, c'est à dire que le nombre N d'échantillons doit être grand.

II. - BRUIT SUPERPOSE EN SIGNAL D'ENTREE.

Le processus et le modèle associé peuvent être représenté de la façon suivante :



Avec em(t) = e(t) + be(t) H étant l'opérateur de transfert du modèle.

Nous allons montrer sur un cas particulier, qui est celui des sytèmes linéaires, qu'il n'est plus possible de diminuer à volonté l'erreur faite sur le cirtère en augmentant le nombre de point d'échantillonnage.

Nous supposerons donc que l'opérateur H est linéaire. Le modèle étant linéaire, on peut écrire :

$$Sc(t) = H\,(em(t)) = H(eo\,(t)) + H\,(be(t))$$

Posons : $SCo\,(t) = H(co(t))$

$W(t) = H(be(t))$

On minimise la fonction suivante :

$$F = \frac{1}{T}\int_T \varepsilon^2(t)\,dt = \frac{1}{T}\int_T (so(t) - sco(t))^2\,dt$$

$$+ \frac{1}{T}\int_T W^2(t)\,dt - \frac{2}{T}\int_T (so(t) - sco(t))\,W(t)\,dt$$

Le premier terme est le critère à minimiser en l'absence de bruit quand les opérateurs H et Ho sont identiques. Ce terme est minimum et égal à 0.

Le deuxième terme $\sigma w(t) = \frac{1}{T}\int_T w^2\,(t)\,dt$ représente la variance du bruit filtré quand T tend vers l'infini H(ρ) étant la fonction de transfert du modèle et $S_{bb}(w)$ la densité spectrale énergétique du bruit b(t), on démontre que : si T tend vers l'infini σw(t) tend vers

$$\int_o^\infty H(jw)^2 \,.\, S_{bb}(w)\,dw$$

σw est donc une fonction des paramètres, même lorsque T tend vers l'infini. Il peut influencer le résultat de la minimisation, notamment si le modèle comporte des dérivations.

Le troisième terme tend vers zéro lorsque T tend vers l'infini comme dans le cas précédent ; cependant la vitesse de convergence vers zéro de ce terme en fonction du nombre d'échantillons dans le cas de mesures échantillonnées, peut dépendre de la fonction de transfert du modèle.

ANNEXE J

CALCUL DE γ_R, PARAMETRE REPRESENTANT L'EFFET MODERATEUR + L'EFFET DE REDISTRIBUTION DE PUISSANCE

Nous avons vu dans le chapitre I que le paramètre γ_R dépend à la fois de l'effet modérateur et de l'effet de redistribution de puissance. Il est donné par la relation suivante :

$$\gamma_R = \gamma_R^1 + \gamma_R^2$$

- γ_R^1 : représentant l'effet modérateur.
- γ_R^2 : représentant l'effet de redistribution de puissance.

Effet de température du modérateur

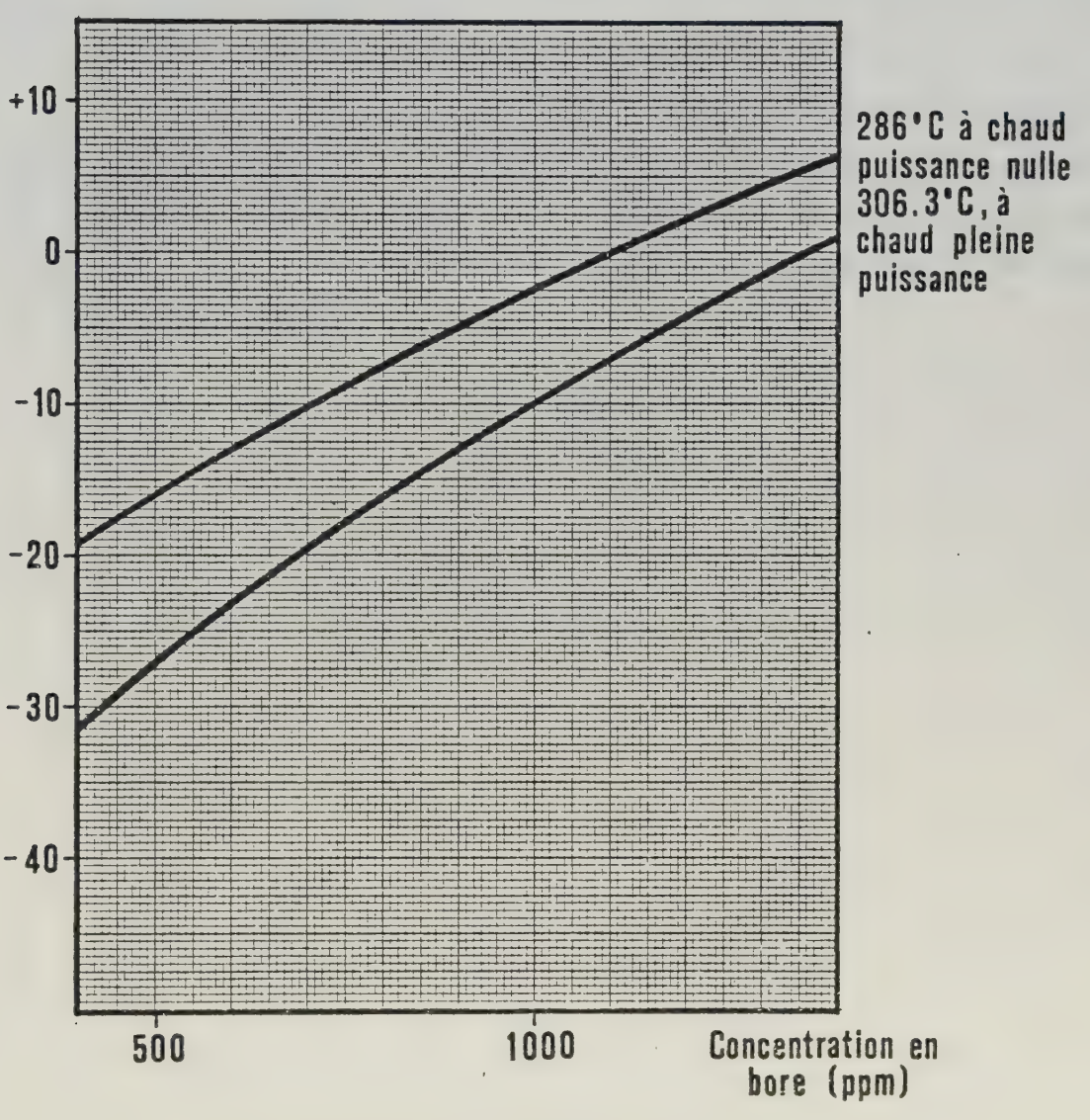
La variation de puissance est accompagnée d'une variation de la température moyenne du modérateur. Un des objectifs de conception est d'assurer un coefficient de température négatif. Il y aura donc insertion de réactivité dans le coeur en cas de baisse de puissance par réduction de la température du modérateur. Plus généralement, tout refroidissement du coeur entraînera un apport de réactivité. L'effet de température du modérateur est fonction de facteurs tel l'épuisement, la concentration en bore, la température du modérateur, la configuration du coeur (avec ou sans grappes) le niveau de puissance.

Effet de redistribution

Dans le coeur en puissance, la densité de l'eau diminue en fonction de la hauteur, quand on passe à puissance nulle cette densité devient uniforme entraînant une modification de la répartition du flux neutronique, il en résulte donc une variation de réactivité.

Le coefficient de température du modérateur est présenté sous forme de courbe en fonction de la concentration en bore pour un état donné du réacteur.

La figure suivante illustre cette dépendance.



Coefficient de température du modérateur en fonction de la concentration en bore
Debut de vie - Cycle 1 - Sans grappe

Connaissant la concentration en bore qui est au moment de l'expérience de 834 ppm vous pouvons en déduire la valeur de γ_R^1.

Nous avons γ_R^1 # 16 pcm/°C.

On peut évaluer l'effet de redistribution de la manière suivante :

En début de cycle nous avons un effet de 300 pcm et en fin de cycle de l'ordre de 850 pcm.

Le taux d'épuisement du combustible est égal à 1 700 MWJ/T au moment de l'expérience. On peut donc évaluer l'effet de redistribution à 380 pcm sachant que la différence de température entre le haut du coeur et le bas du coeur est de 40°C. Nous avons donc estimé l'effet de redistribution à 9.5 pcm/°C.

On a donc :

$$\gamma_R^1 = 16 \text{ pcm/°C}$$
$$\gamma_R^2 = 9.5 \text{ pcm/°C}$$

On peut estimer la valeur de γ_R à 25 pcm/°C.

ANNEXE K

DETERMINATION D'UNE FONCTION REPRESENTATIVE DE LA PUISSANCE RESIDUELLE

Après un fonctionnement en puissance, l'arrêt du réacteur par chute de grappes de commande entraîne une diminution très rapide de la puissance neutronique, celle ci devient pratiquement nulle 5 minutes après l'insertion des barres.

Cependant il subsiste une puissance résiduelle qui est due à l'activité des produits de fission qui ont été accumulés au cours de fonctionnement. Cette puissance est donc fonction de la puissance de fonctionnement du réacteur et du taux d'épuisement du combustible.

L'identification que nous avons effectuée repose sur une analyse du flux neutronique durant une vingtaine de seconde; nous savons que la décroissance de la puissance résiduelle immédiatement après l'arrêt du réacteur ne dépend pas du taux d'épuisement du combustible, mais seulement de la puissance de fonctionnement. Il nous a donc été possible de déterminer une fonction analytique pour représenter la décroissance de la puissance résiduelle, à partir de valeurs expérimentales.

La figure suivante illustre la décroissance de la puissance résiduelle.

Les ordonnées sont données en
% de la puissance nominale.
Les abscisses en seconde.

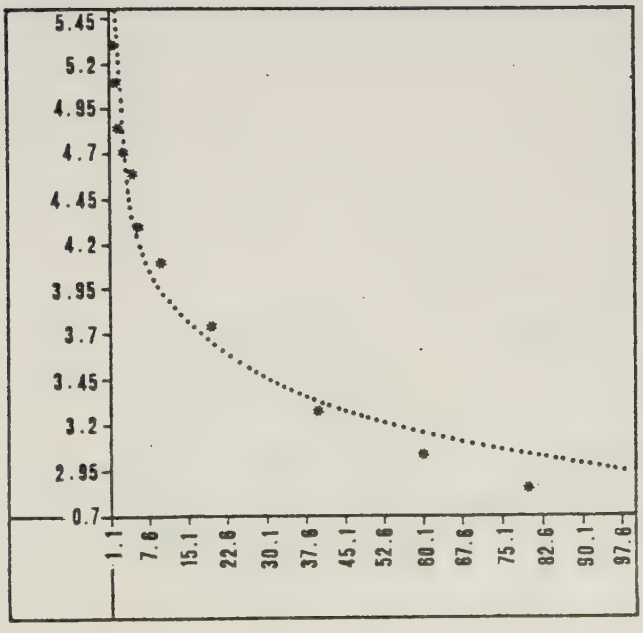
Nous avons :

$P_R(t) = A + B \text{ Log}(t)$

avec :

A = 4.97344
B = 0.442351

$P_R(t)$ est donné en
% de la puissance
nominale.



UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PERMIS D'IMPRIMER

Doctorat 3eme cycle

Thèse de ELECTRONIQUE Option : Traitement de l'Information

Nom CERVONI

Prénoms Christian

Date et lieu de naissance 18 AOUT 1956 à MARSEILLE

SUJET :

Thèse : IDENTIFICATION DE PARAMETRES PHYSIQUES DU COEUR D'UN REACTEUR NUCLEAIRE PAR METHODE DYNAMIQUE.

Vu et approuvé :

Orsay, le 16 OCTOBRE 1981

Les Membres du Jury.

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD ORSAY

M. Lesieur

P. Bernard

Ce document doit être remis à l'étudiant à l'issue de la soutenance.